



Etude de Composants Absorbants Saturables à Semi-Conducteurs à Multi-Puits Quantiques Dopés au Fer pour la Régénération de Signaux Optiques à Très Hauts Débits d'Information

Elodie Le Cren

► To cite this version:

Elodie Le Cren. Etude de Composants Absorbants Saturables à Semi-Conducteurs à Multi-Puits Quantiques Dopés au Fer pour la Régénération de Signaux Optiques à Très Hauts Débits d'Information. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2004. Français. NNT : . tel-00258390

HAL Id: tel-00258390

<https://theses.hal.science/tel-00258390>

Submitted on 22 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention : PHYSIQUE

Par

Élodie LE CREN

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE

DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIE

LABORATOIRE D'OPTRONIQUE

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DE LA MATIÈRE

U.F.R. S.P.M.

**ÉTUDE DE COMPOSANTS ABSORBANTS SATURABLES
À SEMI-CONDUCTEURS À MULTI-PUITS QUANTIQUES DOPÉS AU FER
POUR LA RÉGÉNÉRATION DE SIGNAUX OPTIQUES
À TRÈS HAUTS DÉBITS D'INFORMATION**

Soutenue le 20 juillet 2004 devant la commission d'examen :

L. BARRY :	Rapporteur, Maître de Conférence, Dublin City University
J. EVEN :	Examineur, Professeur, INSA de Rennes
S. GOSSELIN :	Examineur, Ingénieur des Télécommunications France Télécom R&D
J-L. OUDAR :	Rapporteur, Directeur de Recherche CNRS / LPN
J-C. SIMON :	Directeur de thèse, Professeur, Université de Rennes 1 / ENSSAT
M. VALLET :	Examineur, Maître de Conférence, Université de Rennes 1

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse Jean-Claude Simon, les rapporteurs Jean-Louis Oudar et Liam Barry, les examinateurs Jacky Even, Stéphane Gosselin et Marc Vallet d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et d'avoir consacré une partie de leur temps à ce travail.

Je suis également très reconnaissante à toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont été concernées par ce sujet (en plus de certains membres du jury), entre autres :

✿ à l'ENSSAT : Frédéric Ginovart, Mathilde Gay, Laurent Bramerie, Sylvain Fève, Sébastien Lobo, Marie-Laure Charès, Réjane Etesse,

✿ au CCLO : Dominique Bosc, Monique Thual, Philippe Rochard,

✿ à l'INSA (ou anciens de l'INSA) : Bertrand Lambert, Alexandre Marceaux, Slimane Loualiche, Maud Guézo, Olivier Dehaese,

✿ et à France Télécom R&D : Michel Monerie, Ester Le Rouzic, René Coquillé.

Merci également à la Région Bretagne d'avoir financé cette thèse.

Merci aux nombreuses personnes rencontrées lors de cette thèse pour les discussions fructueuses ou infructueuses à propos de tout et de rien, leur soutien, les coups de main, les petits trucs pratiques bien utiles : entre autres les membres permanents, le personnel administratif, les thésards, les ex-thésards et les étudiants rencontrés à l'ENSSAT lors de cette période ; tous ceux déjà cités plus-haut et les autres, dont Pascal Besnard, Patrice Féron, Olga Lado-Bordowsky, Michel Billon, Mohamed Boustimi, Christelle, Valérie, Michel Vallette, Pierre Lamouler, Isabelle Bragard, Tatane (Stéphane) Blin, Vincent Roncin, Damien Gauden, Céline Guignard, Imane Assaïd, Parastesh Pirasteh, Ben, Vince, Matt, Nico...

Mention spéciale :

✿ à ceux de cette liste qui ont participé ou organisé les apéros du jeudi, les dégustations, les petites bouffes et les soirées prolongées...

✿ à mes lecteurs, relecteurs et correcteurs : Frédérique Vanholsbeeck et Stéphane Coen, les Belges francophones de Nouvelle-Zélande.

✿ à John Harvey qui m'a accueillie dans son laboratoire avant même que j'ai soutenu ma thèse.

Pendant cette période passée à Lannion, j'ai connu pas mal de bons moments mais aussi un lot de passages difficiles au cours desquels j'ai franchi certains caps personnels. Je ne sais pas si c'est un syndrome typiquement lannionnais mais pas mal d'évènements ou de changements surviennent dans la vie d'un thésard et peuvent atteindre son moral ou sa motivation au cours de cet intermède de 3 ans (ou plus)... non pas que je prétende qu'on se sent rapidement un peu à l'étroit dans ce microcosme local de l'optique et des télécommunications (il faut le dire un peu isolé du reste du monde)... mais certains jours, c'est tellement vrai que je remercie tous les déphasés et décalés que j'ai pu rencontrer à Lannion : Laëtitia, Benoît, Christine, Marion, Céline, Sarah, Lolo, Gilles,...qui m'ont permis de prendre un peu l'air, de garder ou de reprendre bon moral, sans oublier les beloteurs, pour les moments d'énervement et les parties de cartes animées : Fab, Greg, Fred et Cyril.

Je n'oublie pas non plus ceux qui étaient là bien avant Lannion, ceux de Vannes, de Paris et d'ailleurs qui m'ont encouragée jusqu'au bout (à vrai dire, même quand je n'y croyais pas moi-même ou quand je ne l'attendais plus...je me comprends, c'est déjà pas mal !) : Stéphanie (Steph la blatte), Jérôme, Delphine (Dédél), Patrick (Pitch), Gwendal, Bénédicte, Samuel (désolée Béné et Sam j'étais obligée), Olivier (Binos), Fabien (Fab), Jérôme, Caroline, Vincent (Vince), Marie-Pierre, Philippe, Carine et tous les autres que j'ai peut-être un peu moins vus pendant cette période.

Enfin, un merci très particulier à David qui m'a supportée (dans tous les sens du terme) pendant une bonne partie de cette thèse et à ma petite famille : Stéphane (ma mère), Pierre, Aubry, Flavie et aussi Mamy et Nénène, qui m'ont remotivée de temps en temps et qui ont pas mal pimenté ma petite vie lannionnaise en m'intégrant dans plusieurs des épisodes de leur saga.

Et merci à tous ceux qui ont été présents que j'ai oubliés ou que je ne sais pas nommer

TABLE DES FIGURES ET ILLUSTRATIONS	I
-------------------------------------------------	----------

GLOSSAIRE.....	IX
-----------------------	-----------

INTRODUCTION GENERALE.....	3
-----------------------------------	----------

I. Rapide historique des communications et évolution des systèmes de transmission optiques	4
---------------------------------------------------------------------------------------------------	----------

I. A. Historique.....	4
-----------------------	---

I. B. Evolution des systèmes de transmission optique.....	6
-----------------------------------------------------------	---

II. Les réseaux de communications et les communications optiques	8
-------------------------------------------------------------------------	----------

II. A. Introduction	8
---------------------------	---

II. B. Les réseaux d'accès	9
----------------------------------	---

II. C. Les réseaux métropolitains.....	10
----------------------------------------	----

II. D. Les réseaux longue distance.....	10
-----------------------------------------	----

II. E. Les perspectives pour les communications optiques.....	10
---------------------------------------------------------------	----

III. Présentation du sujet	12
-----------------------------------	-----------

CHAPITRE 1 : LA REGENERATION TOUT OPTIQUE	17
--------------------------------------------------------	-----------

I. Description d'une ligne de transmission et des problèmes rencontrés au cours de la propagation d'un signal	18
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----------

I. A. L'élargissement spectral à l'émission.....	18
--------------------------------------------------	----

I. B. L'atténuation de l'amplitude d'un signal dans la fibre	18
--------------------------------------------------------------------	----

I. C. La dispersion du signal dans la fibre	19
---------------------------------------------------	----

I. D. Les effets non-linéaires lors de la propagation dans la fibre	21
---------------------------------------------------------------------------	----

I. E. La caractérisation de la qualité d'un signal.....	22
---------------------------------------------------------	----

I.E.1. Diagramme de l'œil	22
---------------------------------	----

I.E.1.a) Bruit d'amplitude	23
----------------------------------	----

I.E.1.b) Gigue temporelle.....	23
--------------------------------	----

I.E.1.c) Facteur de qualité d'une transmission.....	24
-----------------------------------------------------	----

I.E.2. Sensibilité et pénalité d'une transmission	24
---------------------------------------------------------	----

I.E.3. Codes correcteurs d'erreurs.....	25
-----------------------------------------	----

I. F. Conclusion	26
------------------------	----

II. La montée en débit et l'augmentation des déformations du signal	26
----------------------------------------------------------------------------	-----------

II. A. Les techniques déjà employées : les différents multiplexages	26
---------------------------------------------------------------------------	----

II.A.1. SDM	26
-------------------	----

II.A.2. TDM et OTDM	27
---------------------------	----

II.A.3. WDM.....	28
II. B. Les solutions envisagées ou envisageables	31
II. C. Conclusion.....	32
III. La régénération	32
III. A. Premier étage : l'amplification.....	33
III. B. Deuxième étage : la remise en forme d'un signal	35
III.B.1. Principe.....	36
III.B.2. Etat de l'art succinct	36
III.B.3. Exemple de régénérateur 2R tout optique	37
III. C. Troisième étage : la re-synchronisation.....	40
III.C.1. Principe.....	40
III.C.2. Exemple de régénérateur 3R.....	40
IV. Conclusion	42

CHAPITRE 2 : LES ABSORBANTS SATURABLES SEMI-CONDUCTEURS A MULTI-PUITS QUANTIQUES POUR LA REGENERATION TOUT OPTIQUE 45

I. L'AS : une porte optique non-linéaire	46
I. A. L'absorption saturable :un phénomène non-linéaire.....	46
I. B. La transmission d'une porte optique non-linéaire à base d'AS	46
I. C. Les contraintes des télécommunications	47
II. Rappels sur les semi-conducteurs à multi-puits quantiques	48
II. A. Les semi-conducteurs III-V	48
II. B. Les techniques de croissance de semi-conducteurs par épitaxie.....	49
II. C. Description succincte de la structure de bandes des MQW.....	50
II. D. Description quantique	52
II.D.1. Puits quantique de profondeur infinie.....	52
II.D.2. Puits quantique de profondeur finie	52
II.D.2.a) Fonction d'onde et niveaux d'énergie	52
II.D.2.b) Densité d'états et absorption.....	53
II. E. L'exciton.....	54
II.E.1. Description.....	54
II.E.2. Effets de l'exciton sur le spectre d'absorption	55
II. F. La saturation de l'absorption excitonique.....	56
II.F.1. Blanchiment du pic excitonique	56
II.F.2. Formule empirique de l'absorption excitonique	57
III. Modifications apportées aux structures MQW pour améliorer leurs caractéristiques	58
III. A. Introduction.....	58
III. B. Diminution de la durée de vie des porteurs.....	58

III.B.1. Les différentes techniques	59
III.B.2. Le dopage au Fer.....	59
III.B.3. Les effets du dopage Fer	60
III. C. Mise en cavité.....	61
III.C.1. Description de la cavité	61
III.C.2. Adaptations à un AS.....	62
III.C.3. Effets de l'insertion dans une cavité Fabry-Perot	64
IV. Description des AS testés	64
IV. A. Premier miroir non-linéaire : MNL de 42 puits quantiques.....	65
IV. B. Second miroir non-linéaire : MNL de 61 puits quantiques	66
V. Les deux configurations de remise en forme du signal : l'auto-régénération et la régénération croisée	66
V. A. La saturation croisée ou régénération croisée	66
V. B. L'auto-saturation ou auto-régénération.....	67
VI. Etat de l'art des AS pour la régénération	68
VI. A. Simulations numériques de régénération grâce à un AS.....	68
VI. B. Réalisations expérimentales.....	69
VI.B.1. La discrimination.....	69
VI.B.2. La réduction du niveau de bruit sur les '0'	70
VI.B.2.a) Régénérateur à base d'AS et de filtre optique	71
VI.B.2.b) Régénérateur à base d'AS, de filtre optique et de fibre de compression.....	71
VI. C. Conclusion	73
VII. Exemples d'autres applications d'un AS	73
VII. A. Génération d'impulsions ultra-courtes.....	74
VII.A.1. Principe	74
VII.A.2. Les SESAM	75
VII. B. Compensation de distorsion induite par un SOA	76
VII. C. Conversion optique analogique-numérique.....	77
VIII. Conclusion	78

CHAPITRE 3 : DETERMINATION EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES D'ABSORBANTS SATURABLES..... 81

I. Paramètres caractérisant un AS	82
I. A. La longueur d'onde du pic excitonique ou la longueur d'onde du minimum de réflectivité.....	82
I. B. La puissance de seuil de commutation	82
I. C. Le contraste on/off maximum	82
I. D. Le temps de retour à l'équilibre des porteurs.....	83
II. Définitions du contraste et de l'amélioration du taux d'extinction d'un signal	83

II. A. Définitions en configuration saturation croisée ou pompe-sonde	84
II. B. Définitions en configuration d'auto-saturation	85
II. C. Remarques.....	86
III. Caractérisations expérimentales des AS en auto-saturation	86
III. A. Détermination et évolution des caractéristiques d'un AS suivant la structure du composant.....	87
III.A.1. Comparaisons en fonction du mode de fonctionnement.....	87
III.A.1.a) AS fonctionnant en transmission.....	87
III.A.1.b) AS fonctionnant en réflexion en double passage	88
III.A.1.c) AS fonctionnant en réflexion en cavité Fabry-Perot	89
III.A.2. Comparaisons des caractéristiques des deux MNL.....	90
III.A.3. Conclusion.....	91
III. B. Evolution du contraste en fonction de la longueur d'onde	91
III.B.1. Introduction.....	91
III.B.2. Montage expérimental	93
III.B.3. Résultats expérimentaux	93
III.B.4. Conclusion	95
III. C. Evolution de la puissance de seuil et du contraste en fonction de la largeur temporelle de l'impulsion incidente et de la fréquence de répétition du signal.....	95
III.C.1. Introduction.....	95
III.C.2. Mesures de contraste en fonction de la largeur temporelle et de la fréquence d'un signal en auto- saturation	95
III.C.3. Simulations numériques du contraste en fonction de la largeur temporelle des impulsions incidentes.....	98
III.C.4. Conclusion	99
IV. Caractérisations expérimentales et simulations des AS en saturation croisée	100
IV. A. Schéma général de l'expérience.....	100
IV. B. Evolution du temps de réponse d'un AS en fonction de la puissance incidente	102
IV. C. Mesures du contraste en fonction de la puissance de pompe et en fonction de la fréquence	103
IV.C.1. Equipement électronique d'émission à 2.5 GHz et MNL de 42 puits quantiques.....	103
IV.C.2. Equipement d'émission électronique à 10 GHz et MNL de 42 puits quantiques	105
IV.C.3. Equipement électronique d'émission à 10 GHz et MNL de 61 puits quantiques.....	107
IV. D. Conclusion et remarques	108
V. Inhomogénéités des composants	109
V. A. Variations des caractéristiques des AS à faible signal incident.	109
V.A.1. Cas des miroirs non-linéaires	109
V.A.2. Cas des AS en transmission ou en double passage.....	110
V. B. Instabilité de la réflectivité des MNL à puissance incidente supérieure à la puissance de seuil.....	111
VI. Conclusion	112

CHAPITRE 4 : LA SENSIBILITE A LA POLARISATION A FAIBLE

PUISSANCE INCIDENTE DES MIROIRS NON-LINEAIRES A MQW 117

I. Sensibilité à la polarisation des matériaux MQW InGaAs/InP	119
I. A. Interprétation.....	119
I. B. Polarisabilité ou taux de polarisation.....	120
I.B.1. Taux de polarisation en fonction du matériau.....	120
I.B.2. Taux de polarisation en fonction de la largeur des puits.....	121
I.B.3. Taux de polarisation en fonction de la technique d'épitaxie	122
II. Observations expérimentales de la sensibilité à la polarisation et de la PDL	122
II. A. Expériences à température ambiante.....	123
II.A.1. Montage expérimental	123
II.A.2. Résultats expérimentaux	124
II.A.2.a) Repérage des axes privilégiés du composant	124
II.A.2.b) Sensibilité à la polarisation.....	124
II.A.2.c) PDL.....	125
II.A.3. Conclusion	126
II. B. PDL à l'état bloquant et à température ambiante.....	126
II.B.1. Montage expérimental.....	126
II.B.2. Résultats expérimentaux	127
II. C. Conclusion.....	127
III. Sensibilité à la polarisation et température	128
III. A. Montage expérimental.....	128
III. B. Evolution de la PDL en fonction de la température et de la longueur d'onde.....	128
III. C. Evolution de la réflectivité du MNL à l'état bloquant selon les deux polarisations.....	129
III.C.1. Courbes expérimentales.....	129
III.C.2. Simulations qualitatives	130
III.C.3. Décalage de la résonance.....	132
III.C.4. Evolution de la valeur de l'absorption.....	134
III.C.4.a) Décalage de l'énergie de gap.....	136
III.C.4.b) Diminution du taux de polarisation.....	137
III.C.4.c) Décalage de l'énergie de gap et diminution du taux de polarisation	137
III.C.4.d) Comparaison expériences-simulations.....	138
IV. Conclusion	138

CHAPITRE 5 : EFFETS THERMIQUES ET SENSIBILITE A LA

POLARISATION A FORTE PUISSANCE INCIDENTE 143

I. Expérience pompe-sonde en lumière polarisée selon [110] à une seule longueur d'onde du signal de sonde	144
I. A. Description de l'expérience	144

I. B. Rappel des résultats déjà présentés.....	145
I. C. Autres résultats : effets thermiques sur le niveau des '0'	146
I. D. Conclusion	147
II. Expériences pompe-sonde lumière non polarisée autour de la longueur d'onde de la résonance de la cavité	148
II. A. Description de l'expérience.....	148
II. B. Résultats expérimentaux.....	150
II.B.1. Niveau des '0'	150
II.B.1.a) Impulsions courtes	150
II.B.1.b) Impulsions longues	152
II.B.2. Niveau des '1'	153
II.B.2.a) Impulsions courtes	153
II.B.2.b) Impulsions longues	155
II.B.3. Contraste	157
II.B.3.a) Impulsions courtes	157
II.B.3.b) Impulsions longues	158
II.B.4. Conclusion	160
II. C. Evolution des constantes de temps en fonction de la longueur d'onde et de la puissance crête de saturation	162
II.C.1. Sans chauffage	163
II.C.2. Avec chauffage	164
III. Discussions et observations	166
III. A. Interprétation de la décroissance du contraste à partir d'une puissance moyenne	166
III. B. Evolution de la longueur d'onde des pics de réflectivité avec et sans chauffage quand le MNL est passant	168
III. C. Autres observations	169
III. D. Simulations de la saturation de l'absorption d'un MNL	170
IV. Conclusion	172
 CHAPITRE 6 : MESURES PRELIMINAIRES SYSTEME A 10GBIT/S.....	 177
I. « Nettoyage des zéros » d'un signal PRBS RZ à 10 Gbit/s	178
I. A. Remarques préliminaires sur l'amélioration du taux d'extinction d'un signal.....	178
I.A.1. Cas où il existe une amélioration du taux d'extinction d'un signal	178
I.A.2. Cas défavorables	179
I. B. .Description de l'expérience.....	181
I. C. Résultats expérimentaux	182
I. D. Conclusion et remarques.....	183
II. Régénération d'un signal PRBS RZ à 10 Gbit/s en configuration système	184
II. A. Description de l'expérience.....	185
II.A.1. L'émission	185
II.A.2. La réception	185
II.A.3. La boucle à recirculation et le régénérateur	186

II. B. Résultats expérimentaux.....	187
II.B.1. Réglages préliminaires : caractérisation de la boucle à recirculation.....	187
II.B.2. Performances.....	188
II.B.2.a) Pénalités en fonction de la puissance incidente sur le récepteur à différentes valeurs de l'OSNR engendrées par le MNL.....	188
II.B.2.b) Amélioration de la distance parcourue dans la fibre	189
II.B.2.c) Pénalités en fonction de la distance parcourue avec et sans MNL par rapport au back-to-back	190
II. C. Conclusion.....	191
 CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	195
 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	199
 ANNEXES	209

Figure 1. Codages NRZ et RZ (d'après [123])	6
Figure 2. Schéma des principales fonctions des télécommunications optiques	8
Figure 3. Schéma des réseaux de télécommunications	9
Figure 4. Carte des liaisons sous-marines par fibre optique (d'après [125])	11
Figure 5. Tableau chronologique de la migration des télécommunications vers la fibre optique (d'après [128])	12
Figure 6. Atténuation dans une fibre de silice en fonction de la longueur d'onde (trait plein)	19
Figure 7. Illustration de la dispersion chromatique dans une fibre de ligne (d'après [123])	20
Figure 8. Auto-modulation de phase(d'après [123])	21
Figure 9. Instabilité de modulation (d'après [123])	21
Figure 10. Décomposition d'un diagramme de l'œil (d'après [123])	22
Figure 11. Diagramme de l'œil idéal (d'après [123])	22
Figure 12. Différences entre œil NRZ et œil RZ	23
Figure 13. Diagramme de l'œil réel : bruit d'amplitude (d'après [123])	23
Figure 14. Diagramme de l'œil réel : gigue temporelle (d'après [123])	23
Figure 15. Correspondance entre TEB ou BER et facteur de qualité Q (d'après [123])	24
Figure 16. BER ou TEB en fonction de la puissance incidente sur le détecteur, en configuration de référence ou back-to-back et après transmission, sensibilité et pénalité (d'après [123])	25
Figure 17. Comparaison du TEB d'un signal avec et sans code correcteur d'erreurs (d'après [123])	25
Figure 18. Description du SDM (d'après [123])	27
Figure 19. Schéma d'un multiplexeur temporel (d'après [123])	27
Figure 20. Schéma de principe du multiplexage temporel optique (d'après [123])	28
Figure 21. Démultiplexeur pour un signal multiplexé en temps optiquement (d'après [123])	28
Figure 22. Schéma de principe du WDM (d'après [123])	28
Figure 23. Schéma d'un multiplexeur en longueur d'onde (d'après [123])	29
Figure 24. Illustration du FWM (d'après [123])	30
Figure 25. Illustration du XPM (d'après [123])	30
Figure 26. Signal à l'entrée de la fibre (d'après [10])	30
Figure 27. Signal après propagation en fonction de la puissance incidente (d'après [10])	31
Figure 28. Tableau récapitulatif des configurations pour améliorer la capacité des transmissions optiques (d'après [123])	32
Figure 29. Schéma de principe d'un amplificateur à fibre dopée Erbium (d'après [123])	33
Figure 30. Evolution de l'émission spontanée amplifiée en fonction de la distance entre amplificateurs (d'après [123])	34
Figure 31. Description d'une ligne de transmission (d'après [123])	35
Figure 32. Fonction de transfert d'une porte optique non-linéaire	36
Figure 33. Schéma de l'expérience	37
Figure 34. Diagramme de l'œil du signal à 80 Gbit/s (d'après [44])	37
Figure 35. Principe de la régénération (d'après [83])	38

Figure 36. Log(BER) en fonction de la puissance reçue sur le détecteur, avec régénération du signal (cercles) et sans (carrés) (d'après [44])	38
Figure 37. Sensibilité du récepteur en fonction de l'OSNR (d'après [44])	39
Figure 38. Log(BER) en fonction du seuil de décision électrique (d'après [44])	39
Figure 39. Diagrammes de l'œil d'un signal seulement ré-amplifié (à gauche) et d'un signal totalement régénéré (à droite)	40
Figure 40. Photographie du SIPAS et schéma du régénérateur 3R (d'après [93])	41
Figure 41. Performances du régénérateur 3R (d'après [93])	41
Figure 42. Courbe d'absorption en fonction de la puissance incidente	46
Figure 43. Fonction de transmission d'un AS en fonction de la puissance incidente	47
Figure 44. Diagramme de la largeur du gap des semi-conducteurs III-V (E_g en eV) et longueur d'onde (en μm) en fonction du paramètre de maille du cristal (a en Å)	48
Figure 45. Schéma de l'épithaxie par jet moléculaire (MBE) (d'après [124])	49
Figure 46. Schéma de principe de la MOVPE (d'après [124])	50
Figure 47. Schéma des sous-bandes d'énergies habituellement présentes dans une structure à MQW dont les puits sont de l'ordre de 100 Å	50
Figure 48. Tableau récapitulatif des énergies de gap en fonction de la température (d'après [0])	51
Figure 49. Densités d'états joints dans les cas 2D et 3D (ρ^{3D} [m^{-3}], ρ^{2D} [m^{-2}] et L_z [m], la largeur du puits quantique)	53
Figure 50. Schéma de la forme des excitons dans un puits quantiques et dans le cas semi-conducteur massif selon l'axe z , l'axe normal aux couches (d'après [118])	54
Figure 51. Tableau comparatif entre les cas semi-conducteurs 2D et 3D	55
Figure 52. Spectre d'absorption faisant apparaître les pics excitoniques en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de la largeur du puits L_z (d'après [118])	55
Figure 53 et Figure 54. Spectre d'absorption en fonction de l'énergie pour plusieurs valeurs de l'intensité incidente pour un MQW AlGaAs/GaAs et courbe présentant la dépendance de l'absorption optique vis à vis de l'intensité incidente dans le cas d'un semi-conducteur massif GaAs et MQW (d'après [118])	57
Figure 55. Schéma de recombinaison d'une paire électron-trou (d'après le LENS de l'INSA de Rennes)	60
Figure 56. Mesures de temps de réponse d'AS MQW dopés Fer de concentrations 9.10^{17} , 3.10^{17} , 10^{17} et 0 cm^{-3} à $50\text{ }\mu J.cm^{-2}$ (d'après le LENS de l'INSA de Rennes)	61
Figure 57. Description de la cavité Fabry-Perot asymétrique	61
Figure 58. Spectres de réflectivité simulée d'une cavité asymétrique et milieu absorbant avec et sans adaptation d'impédance en fonction de la longueur d'onde normalisée	63
Figure 59. Courbes expérimentales de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde quand la longueur de la cavité est désaccordée ou accordée (d'après le LENS de l'INSA de Rennes)	64
Figure 60. Description du miroir non-linéaire de 42 puits quantiques	65
Figure 61. Description du miroir non-linéaire de 61 puits quantiques	66
Figure 62. Montage en saturation croisée	67
Figure 63. Montage en auto-saturation	67

Figure 64. (a) cas de 4 canaux asynchrones avec régénération de chacun des canaux par un AS et un filtre, (b) cas de 4 canaux synchrones avec régénération par un seul AS et un filtre (d'après [79])	69
Figure 65. Discrimination à 20 Gbit/s (d'après [56])	70
Figure 66. Régénérateur tout optique passif à base d'un AS, d'une fibre de compression et d'un filtre passe-bande (d'après [79])	71
Figure 67. Schéma du régénérateur 2R (AS+fibre de compression+filtre passe-bande) dans une boucle à recirculation de 240 km contrôlée en dispersion à 40 Gbit/s (d'après [85])	72
Figure 68. Facteur de qualité Q en fonction de distance de propagation (d'après [85])	73
Figure 69. Courbes du gain, des pertes et l'impulsion dans la cavité laser dans le cas d'un absorbant rapide et lent	75
Figure 70. Schéma d'un SESAM	75
Figure 71. Schéma d'un oscillateur femtoseconde (d'après [104])	76
Figure 72. Spectre d'autocorrelation d'un MLLD de largeur temporelle 2.5 ps (d'après [55])	76
Figure 73. Créneau déformé en sortie de SOA(a) et réponse d'un AS(b) (d'après [47])	77
Figure 74. Signal compensé (d'après [47])	77
Figure 75. Schéma d'un convertisseur analogique-numérique à base d'AS (d'après [42])	77
Figure 76. Fonction de transmission d'un AS en fonction de la puissance incidente	83
Figure 77. Réponse temporelle d'un AS	83
Figure 78. Description des amplitudes des signaux dans une configuration pompe-sonde	84
Figure 79. Description des amplitudes du signal dans une configuration en auto-saturation	85
Figure 80. Pompe pulsée RZ et sonde pulsée RZ en auto-saturation	86
Figure 81. Montage expérimental : AS en transmission	88
Figure 82. Contraste en fonction de la puissance moyenne incidente d'un AS de 42 puits quantiques en transmission	88
Figure 83. Montage expérimental : AS en double passage	89
Figure 84. Contraste en fonction de la puissance moyenne incidente d'un AS de 42 puits quantiques en double passage	89
Figure 85. Contraste en fonction de la puissance moyenne incidente du miroir non-linéaire de 42 puits quantiques	90
Figure 86. Contraste en fonction de la puissance moyenne incidente en auto-saturation des deux MNL	91
Figure 87. Absorbance en fonction de la longueur d'onde d'un AS en transmission	92
Figure 88. Absorbance en fonction de la longueur d'onde d'un AS en réflexion	92
Figure 89. Contraste en fonction de la puissance crête incidente pour 6 valeurs de longueur d'onde	93
Figure 90. Contraste en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs puissances moyennes incidentes	94
Figure 91. Contraste en fonction de la longueur d'onde de l'échantillon 1773 de réponse environ 40 ps (42 puits) et de l'échantillon 2129 de réponse 10 ps (61 puits) (d'après le LENS de l'INSA de Rennes)	94
Figure 92. Contraste en fonction de la puissance incidente pour des signaux de largeur temporelle 100, 25, 10 ps et un signal continu	96
Figure 93. Contraste en fonction de la puissance incidente pour des signaux de 25 ps et 10 ps à 3 fréquences de répétition : 5 GHz, 1 GHz et 100 MHz	97

Figure 94. Simulations du contraste d'un MNL en fonction de la puissance incidente de pompe et en fonction de la largeur temporelle de l'impulsion incidente	99
Figure 95. Schéma de base d'une expérience pompe-sonde	101
Figure 96. Contraste du signal de sonde normalisé en fonction du contraste maximum en fonction du temps pour des puissances de pompe croissantes	102
Figure 97. Temps de retour à l'équilibre des porteurs du signal de sonde en fonction de la puissance crête du signal de pompe	102
Figure 98. Schéma du signal émis par la source à taux de répétition variable avec un équipement d'émission électronique à 2.5 GHz	104
Figure 99. Contraste sur le signal de sonde en fonction de la puissance crête incidente de pompe en dBm pour différents taux de remplissage (première cavité testée)	105
Figure 100. Schéma du signal émis par la source à taux de répétition variable avec un équipement d'émission électronique à 10 GHz	106
Figure 101. Contraste sur le signal de sonde en fonction de la puissance crête (à gauche) et moyenne (à droite) incidente de pompe en dBm pour différents taux de remplissage (première cavité testée)	106
Figure 102. Contraste sur le signal de sonde en fonction de la puissance moyenne incidente de pompe en dBm pour différents taux de remplissage (deuxième cavité testée)	108
Figure 103. Cartographie du premier MNL testé, centré autour de 1540nm	110
Figure 104. Variations d'amplitude après traversée d'un AS en transmission et d'un AS en réflexion en fonction de la longueur d'onde	111
Figure 105. Réponse à une horloge à 454 MHz du MNL de 42 MQW et d'un miroir d'or pendant 50 secondes	111
Figure 106. Spectres d'absorption de QW InGaAs/InP de 100 Å selon les polarisations [110] et [-110] (d'après [26])	118
Figure 107. Schéma de l'environnement des atomes aux interfaces d'un semi-conducteur MQW InGaAs/InP	119
Figure 108. Taux de polarisation d'un QW InGaAs/InP de 100 Å à 77°K (d'après [26])	120
Figure 109. Comparaison de l'absorption en fonction de l'énergie selon les deux polarisations ([110] et [-110]) de puits InGaAs/InP ou /AlInAs à 77°K (d'après [26])	121
Figure 110. Absorption et taux de polarisation en fonction de la largeur des puits pour InGaAs/InP à 77°K (d'après [26])	121
Figure 111. Spectres d'absorption d'un puits InGaAs/InP épitaxié par MBE (d'après [26])	122
Figure 112. Schéma du montage pour l'évaluation de la PDL du composant	123
Figure 113. Réflectivité en fonction de la puissance incidente et de la longueur d'onde	124
Figure 114. PDL en fonction de la puissance incidente et de la longueur d'onde	125
Figure 115. Schéma du montage expérimental	126
Figure 116. PDL en fonction de la longueur d'onde à 30°C	127
Figure 117. Schéma du montage expérimental du MNL sur module à effet Peltier	128
Figure 118. PDL en fonction de la longueur d'onde et de la température du composant	129
Figure 119. Puissance réfléchie en fonction de la longueur d'onde et de la température	130

Figure 120. Réflectivité en fonction de la longueur d'onde quand a) le coefficient d'absorption varie, b) l'indice de réfraction varie, c) la longueur de la cavité varie, d) agrandissement du minimum de réflectivité du cas c	131
Figure 121. Puissance réfléchie selon la polarisation [110] en fonction de la température et de la longueur d'onde	132
Figure 122. Puissance réfléchie selon la polarisation [-110] en fonction de la température et de la longueur d'onde	133
Figure 123. Interpolation des données expérimentales de la Figure 119	134
Figure 124. Spectre d'absorption des MQW et réflectivité de la cavité quand on considère un décalage en longueur d'onde du spectre d'absorption	136
Figure 125. Spectre d'absorption des MQW et réflectivité de la cavité quand on considère une diminution du taux de polarisation	137
Figure 126. Spectres d'absorption des MQW et réflectivité de la cavité quand on considère un décalage en longueur d'onde du spectre d'absorption et une diminution du taux de polarisation	137
Figure 127. Comparaison simulations expériences	138
Figure 128. Schéma de montage de l'expérience pompe-sonde du MNL de 61 MQW	144
Figure 129. Contraste total du signal de sonde obtenu avec le MNL de 61 MQW en fonction de la puissance de pompe et de la fréquence du signal de pompe	145
Figure 130. Contributions des '0' et des '1' apportées au contraste total en fonction de la puissance moyenne du signal de pompe incident à différentes fréquences	146
Figure 131. Contraste apporté par la diminution du niveau des '0' du signal de sonde en fonction de la puissance et de la fréquence du signal de pompe incident	147
Figure 132. Réponse du MNL en fonction de la longueur des impulsions du signal de pompe	149
Figure 133. Réflectivité des '0' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage	151
Figure 134. Réflectivité des '0' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage en 3D	151
Figure 135. Réflectivité des '0' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage	152
Figure 136. Réflectivité des '0' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage en 3D	153
Figure 137. Réflectivité des '1' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage	154
Figure 138. Réflectivité des '1' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage en 3D	155
Figure 139. Réflectivité des '1' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage	156
Figure 140. Réflectivité des '1' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage en 3D	156
Figure 141. Contraste en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage	158

Figure 142. Contraste en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage en 3D	158
Figure 143. Contraste en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage	159
Figure 144. Longueur d'onde du zéro de contraste en fonction de la puissance de crête de pompe en mW	159
Figure 145. Contraste en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage en 3D	160
Figure 146. Réponse temporelle du MNL sur le signal de sonde entre 1560 nm et 1590 nm quand la pompe est un signal pulsé 60 ps à 200 MHz à 11, 15, 19 et 23 dBm	163
Figure 147. Réponse temporelle du MNL sur le signal de sonde entre 1560 nm et 1590 nm quand la pompe est un signal pulsé de 60 ps à 200 MHz	164
Figure 148. Superposition des courbes de réponse temporelle normalisées à toutes les puissances et les longueurs d'onde d'étude	165
Figure 149. Agrandissement des courbes de réponse du MNL avec effets thermiques	165
Figure 150. Réponse temporelle du signal de sonde du MNL de 61 puits en fonction de la puissance de pompe incidente	167
Figure 151. Evolution de la longueur d'onde des pics de réflectivité en fonction de la puissance en échelle linéaire à gauche et en échelle logarithmique à droite avec effets thermiques	168
Figure 152. Evolution de la longueur d'onde du pic de réflectivité en fonction de la puissance en échelle linéaire à gauche et en échelle logarithmique à droite sans effets thermiques	169
Figure 153. Spectres de réflectivité obtenus par source large quand on sature le MNL avec des impulsions longues	169
Figure 154. Spectres d'absorption et variation d'indice pour plusieurs valeurs du nombre de photons de pompage (d'après données le LENS de l'INSA de Rennes)	170
Figure 155. Spectres de réflectivité simulés du MNL de 61 MQW en fonction de la concentration de photons de pompage (pertes d'insertion considérées 2 dB)	171
Figure 156. Spectres de réflectivité expérimentaux en fonction de la puissance de pompe incidente	171
Figure 157. Cas idéal d'amélioration du taux d'extinction d'un signal	178
Figure 158. Cas réel d'amélioration du taux d'extinction d'un signal	179
Figure 159. Cas défavorable	180
Figure 160. Cas où il n'existe pas d'amélioration du taux d'extinction du signal	180
Figure 161. Amplitude du signal incident sur le MNL, les '0' représentent 15% de l'amplitude des '1'	181
Figure 162. Amélioration du taux d'extinction en dB en fonction de la puissance incidente crête en dBm	182
Figure 163. Amplitudes du signal avant et après passage à travers le MNL	183
Figure 164. Schéma récapitulatif	184
Figure 165. Schéma de l'émission	185
Figure 166. Schéma de la réception	186
Figure 167. Schéma de la boucle à recirculation et du régénérateur	187
Figure 168. TEB en fonction de la distance et de la puissance incidente dans boucle à recirculation	188

Figure 169. TEB en fonction de la puissance sur le récepteur pour plusieurs valeurs de l'OSNR du signal avec et sans MNL à base d'AS	189
Figure 170. TEB en fonction de la distance parcourue avec et sans MNL	190
Figure 171. Pénalités par rapport au back-to-back en fonction de la distance parcourue dans la boucle avec et sans MNL	190
Figure 172. Evolution du temps de réponse des AS avec la technique de dopage au fer réalisés au laboratoire LENS de l'INSA (d'après [35])	197

AS	: Absorbant Saturable
ASE	: Amplified Spontaneous Emission, émission spontanée amplifiée
BER	: Binary Error Rate, taux d'erreurs binaires
DCF	: Dispersion Compensated Fibre, fibre à compensation de dispersion
DFB	: Distributed Feed-Back, contre-réaction distribuée
DSF	: Dispersion Shifted Fibre, fibre à dispersion décalée
EDFA	: Erbium Doped Fiber Amplifier, amplificateur à fibre dopée erbium
ESA	: Emission Spontanée Amplifiée
ETDM	: Electrical Time Division Multiplexing, multiplexage électrique en temps
FEC	: Forward Error-Correction, code correcteur d'erreurs
FWM	: Four-Wave Mixing, mélange à quatre ondes
GVD	: Group-Velocity Dispersion, dispersion de la vitesse de groupe
HNLF	: High NonLinear Fibre, fibre fortement non-linéaire
MBE	: Molecular Beam Epitaxy, épitaxie par jet moléculaire
MEA	: Modulateur à Electro-Absorption
MI	: Modulation Instability, instabilité de modulation
MLLD	: Mode-Locked Laser Diode, diode laser à mode bloqué
MNL	: Miroir Non-Linéaire
MOCVD	: MetalOrganic Chemical Vapor Deposition
MOVPE	: MetalOrganic Vapor Epitaxy
MQW	: Multi-Quantum Wells, multi-puits quantiques
NALM	: Nonlinear Amplifying Loop Mirror
NOLM	: Nonlinear Optical Loop Mirror
NRZ	: Non Retour à Zéro
NZDSF	: Non Zero Dispersion Shifted Fibre
OSA	: Optical Semi-conductor Amplifier, amplificateur à semi-conducteurs
OSNR	: Optical Signal Noise Ratio, rapport signal sur bruit
OTDM	: Optical Time Division Multiplexing, multiplexage optique en temps
PDL	: Polarization Dependent Loss, pertes dues à la sensibilité à la polarisation
PMD	: Polarization Mode Dispersion, dispersion modale de polarisation
PRBS	: Pseudo-Random Binary Sequences, sequences binaires pseudo-aléatoires
RDF	: Reverse Dispersion Fibre, fibre à dispersion inversée
RZ	: Retour à Zéro
SDM	: Space Dispersion Modulation, multiplexage spatial
SESAM	: SEmiconductor Saturable Absorber Mirror, miroir absorbant saturable à semi-conducteurs
SBS	: Stimulated Brillouin Scattering, diffusion Brillouin stimulée
SMF	: Single Mode Fibre, fibre monomode

SPM : Self-Phase Modulation, auto-modulation de phase

TEB : Taux d'Erreurs Binaires

TDM : Time Division Multiplexing, multiplexage en temps

VCSEL : Vertical Cavity SEMiconductor Laser, laser semi-conducteur à cavité verticale

WDM : Wavelength Division Multiplexing, multiplexage en longueur d'onde

XPM : Cross-Phase Modulation, modulation de phase croisée

INTRODUCTION

GENERALE

Introduction générale

Le sujet de cette thèse a trait aux communications optiques et à la régénération tout optique de signaux à hauts débits d'information. Avant d'entrer dans le vif du sujet et d'expliquer les différents termes de l'énoncé, nous allons faire un rapide historique des télécommunications.

Les communications modernes sont basées sur une découverte qui date maintenant d'un peu plus de quarante ans : l'invention du laser. Seulement une dizaine d'années après ces faits, les avancées technologiques dans le domaine de la propagation de signaux optiques étaient telles qu'on a pu envisager des systèmes de transmission par voie optique. Nous allons voir dans cette introduction que l'évolution de ces systèmes optiques a toujours été basée sur des progrès dans la connaissance des matériaux et tout particulièrement les semi-conducteurs qui jouent un grand rôle dans ce domaine. Puis, afin de mieux nous rendre compte de l'importance des télécommunications optiques et des applications de la fibre optique dans la toile mondiale, nous allons décrire les réseaux de télécommunications actuels. Depuis quelques années, on a pu constater une évolution dans les habitudes d'utilisation des services de télécommunication. Certaines applications comme l'internet, réservé il y a vingt ans à un usage strictement professionnel, se sont démocratisées et mondialisées. Par voie de conséquence, ces dernières années, les applications domestiques nécessitant des transmissions rapides ont émergé et se sont multipliées. Tous ces événements ont été à l'origine des nouvelles orientations de recherche concernant les performances et les architectures des systèmes de télécommunication : c'est-à-dire l'augmentation des capacités des lignes de transmission et la régénération des signaux optiques. La plupart des données chiffrées se rapportant à cette introduction ont été collectées sur des sites internet [125][125][127][128]. Ce sujet s'inscrit exactement dans ce cadre de recherche qui tend à mettre au point de nouveaux composants capables de réaliser des fonctions tout optiques à des débits d'informations importants. Enfin, pour conclure cette introduction générale, nous présenterons en détails l'organisation de ce document.

I. Rapide historique des communications et évolution des systèmes de transmission optiques

I. A. Historique

Dans l'histoire des télécommunications, on peut distinguer deux grandes périodes qui se situent avant et après l'apparition de l'électronique.

Il n'existait pas de système de transmission de l'information à proprement parler avant le 18^{ème} siècle et l'apparition du télégraphe optique de Claude Chappe en 1793. Le principe du télégraphe optique est simple : les messages sont constitués d'une suite de signaux sémaphoriques lus à l'aide d'une longue-vue et reproduits afin de permettre la propagation de proche en proche du message. Ce premier système de transmission de l'information possède déjà les caractéristiques des systèmes modernes : codage et remise en forme. Comme pour les communications numériques, le message sémaphorique est un signal codé qui nécessite l'utilisation de techniques de cryptage et de décryptage. L'atténuation intervient également puisque les signaux sémaphoriques ne sont plus visibles au-delà d'une certaine distance, ils doivent être répétés (remis en forme) ; c'est le rôle que jouent les régénérateurs dans les systèmes modernes. L'usage du télégraphe optique reste limité, il ne peut fonctionner que le jour et son utilisation est tributaire des conditions atmosphériques (la pluie ou le brouillard par exemple le rendent inopérant). Ce télégraphe optique de Claude Chappe a été essentiellement utilisé à des fins militaires. Vers 1820, ont suivi les premiers essais de transmission de signaux sur support électrique. Puis, c'est à partir de la moitié du XX siècle, après l'apparition du morse (25 mots à la minute), de la première liaison transatlantique télégraphique et de l'invention du téléphone par Graham Bell que les transmissions ont vraiment pris leur essor.

Les bouleversements technologiques dans le domaine des télécommunications sont vraiment apparus après 1948 et l'invention du transistor. La miniaturisation des composants, l'augmentation de la fiabilité et la numérisation des signaux ont permis la multiplication des services et le développement de nouvelles techniques de traitement du signal. On a alors vu apparaître de nouveaux supports de transmission :

- 1951 : Premières communications par voie hertzienne
- 1956 : Premiers câbles transatlantiques TAT1
- 1962 : Premier satellite de communications

C'est au même moment, en 1960, que la transmission de l'information sur support optique sur de longues distances devient envisageable avec l'invention du laser. Le mot "LASER", acronyme anglais de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, signifie amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement. Le laser est un dispositif permettant de créer de la lumière directive, monochromatique et cohérente. Le phénomène laser se fonde sur un procédé connu sous le nom d'émission stimulée. C'est en fait la somme des travaux d'Einstein sur l'émission stimulée en

1917 et de Schawlow, Townes, Basov et Prokhorov sur les Masers (Micro-wave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) à la fin des années 50 qui permet cette découverte. C'est en juillet 1960 que T.H. Maiman fait savoir qu'il a créé une impulsion de lumière cohérente rouge au moyen d'un cristal de rubis : le premier laser est né. Véritable inventeur du premier laser opérationnel, Maiman, ne reçoit aucun prix et c'est en 1964 que Townes, Basov et Prokhorov reçoivent le prix Nobel de Physique pour leurs travaux sur les masers et les lasers.

A peu près simultanément, en 1970, les laboratoires Corning annoncent la fabrication de fibres optiques à faibles pertes (20 dB/km) et on voit apparaître les premières diodes lasers fonctionnant en mode continu à température ambiante. Dès lors, il est clair qu'un réseau de transmission par fibres optiques peut voir le jour étant donnés les multiples avantages que présente ce support par rapport aux autres supports de communication :

- Un faible coût de fabrication
- Un faible encombrement
- Une très grande bande passante (12 THz)
- Une atténuation faible sur une grande plage de fréquences
- Une augmentation de la distance entre répéteurs
- Une insensibilité aux perturbations électromagnétiques

Aujourd'hui, les besoins ont beaucoup évolué que ce soit à titre privé ou professionnel. L'utilisation de nouveaux services a dopé le développement des télécommunications et ceci concerne tous les supports : le cuivre, les liaisons sans fil et la fibre. En effet, la ligne téléphone fixe (56 kbit/s) est en train d'être remplacée chez un grand nombre d'utilisateurs d'internet par des lignes ADSL (Asymmetric Digital Subscriber Line) qui peuvent atteindre des débits jusqu'à 5 Mbit/s (limité pour l'instant à 2 Mbit/s chez le particulier). Ces liaisons hauts débits permettent de créer ou d'améliorer des services multimédias interactifs comme le téléchargement de films, de musique et de programmes TV à la demande, la généralisation des visioconférences (professionnelles et privées) ainsi que le développement du télé-travail, de la télé-médecine, etc...

De même, le débit des réseaux utilisés par les téléphones mobiles augmente pour atteindre des valeurs de l'ordre de 2 Mbit/s via le système UMTS (Universal Mobile Telecommunication System). On voit d'ailleurs de plus en plus de particuliers ou de professionnels se munir de nouveaux terminaux mobiles intégrant caméra, écran couleur à cristaux liquides et services internet qui nécessitent ces débits.

Pour des raisons similaires, il en est de même pour les réseaux fibrés. A l'heure actuelle, pour des liaisons transatlantiques par exemple, des solutions commerciales proposent des débits de l'ordre de 1.26 Tbit/s ce qui correspond à la possibilité d'acheminer simultanément presque 20 millions de conversations téléphoniques. Ce marché a connu et connaît encore des taux de croissance importants dans certaines parties du monde : par exemple, en 2001, on a vu une augmentation de 57% des investissements concernant le marché DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) longue distance en Asie où la norme est le 10 Gbit/s. La solution optique est un

choix stratégique à long terme. Mais les politiques d'équipement deviennent pourtant quelque peu frileuses étant données les contradictions des statistiques sur 5 ans. En effet, certaines d'entre elles font état d'une croissance de l'utilisation d'internet de 100% par trimestre au lieu des 100% par an prévus, d'autres disent que le World Wide Web ne s'est pas étendu aussi rapidement que prévu : 250 millions d'utilisateurs dans le monde en 2000, 300 millions en 2002.

Les forts investissements réalisés ces dernières années ont créé une très forte base technologique et même si les opérateurs du secteur des télécommunications ont réduit de 20% leurs investissements en 2002, ils vont devoir adapter les réseaux fibrés à la capacité demandée par les utilisateurs en fournissant une qualité et une sécurité irréprochables. C'est pour ces raisons qu'aujourd'hui l'expansion des réseaux métropolitains et locaux conduit au développement de composants à forts volumes et bas coûts.

I. B. Evolution des systèmes de transmission optique

Les communications optiques sont basées sur l'utilisation de trois éléments essentiels :

- Un émetteur, en général il s'agit d'un signal numérique émis par une diode laser. L'information transmise par le signal optique est codée en une série de symboles '1' ou '0' encore appelés bits. Le codage utilisé dépend du domaine d'applications (terrestre, sous-marin). Dans ce document, nous nous contenterons de parler de deux d'entre eux le NRZ (acronyme de Non Retour à Zéro) et le RZ (Retour à Zéro), illustrés sur la Figure 1. Le codage NRZ est très souvent utilisé dans les transmissions terrestres et le RZ est employé, entre autres, dans les transmissions sous-marines. Dans le cas du NRZ, le '1' logique se traduit par un niveau haut et le '0' un niveau bas du signal pendant toute la durée d'un temps bit. Dans le cas du RZ, le '1' et le '0' se traduisent par la présence ou l'absence d'une impulsion pendant le temps bit.

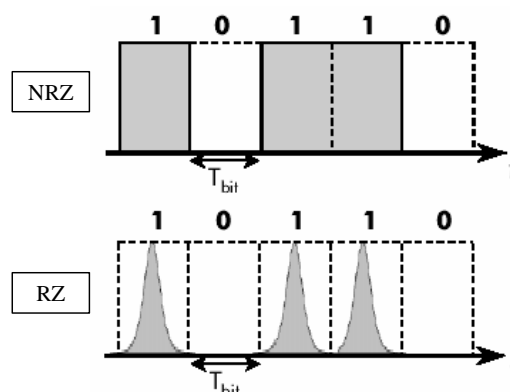


Figure 1. Codages NRZ et RZ (d'après [123])

- Un support de transmission, la fibre optique qui permet la propagation des données contenues dans le signal lumineux
- Un récepteur, qui retranscrit le signal lumineux en un signal électrique.

Suite aux évolutions technologiques et techniques dans le domaine de l'électronique et des matériaux (semi-conducteurs, terres rares, verres, polymères, etc...), des générations de systèmes de télécommunications optiques basés sur des technologies distinctes se sont succédés.

Les systèmes de première génération de 1975 à 1978 environ faisaient intervenir des fibres multi-modes et des diodes lasers émettant à 900 nm. En effet, la longueur d'onde des diodes a évolué en fonction des avancées technologiques des matériaux semi-conducteurs. La connaissance et la maîtrise de GaAs et d'AlGaAs, qui présentent des propriétés communes au Ge déjà bien connu à cette époque, ont permis de réaliser des diodes laser de longueur d'onde entre 750 et 900 nm. Mais les problèmes de dispersion modale ne permettaient une capacité des lignes que de quelques Gbit.km/s, la capacité étant le produit du débit par la longueur ou distance de transmission, exprimée en multiple de bit.km/s.

Ensuite, entre 1978 et 1983, on a vu apparaître les fibres unimodales ou monomodes, les diodes lasers à 1.3 μm et l'amplification électronique en ligne. Ceci permettait une capacité d'une centaine de Gbit.km/s.

Puis entre 1983 et 1989, deux systèmes différents fournissant des performances plus ou moins identiques ont été exploités : l'un était constitué de diodes lasers à 1.55 μm et des fibres à dispersion décalée afin de minimiser la déformation du signal dans la fibre, l'autre associait des diodes lasers à 1.55 μm , des fibres monomodes standards à faibles pertes et une détection cohérente. La capacité de ces systèmes atteignait environ 500 Gbit.km/s.

Enfin avec l'apparition de l'amplificateur optique à fibre dopée Erbium dont le centre de la courbe de gain se situe aux alentours de 1.55 μm , de la gestion de la dispersion, et de la possibilité de superposer plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes ou multiplexage en longueur d'onde (DWDM pour Dense Wavelength Division Multiplexing), on est passé de 1000 Gbit.km/s, c'est-à-dire 10^{12} bit.km/s en 1989 à 10^{16} bit.km/s en 2000 (TAT 14/15). On peut également évoquer le multiplexage en temps qui permet de superposer des signaux décalés dans le temps sur un même support ou TDM pour Time Division Multiplexing. Il faut associer aux trois éléments de base des transmissions optiques, les répéteurs ou amplificateurs, les multiplexeurs et démultiplexeurs qui ont permis l'augmentation de la capacité de transmission de ces systèmes. De même, le routage est aujourd'hui une fonction indispensable à une liaison de communications optiques. Le schéma ci-dessous (Figure 2) présente les principales fonctions des télécommunications et quelques composants permettant de réaliser ces fonctions.

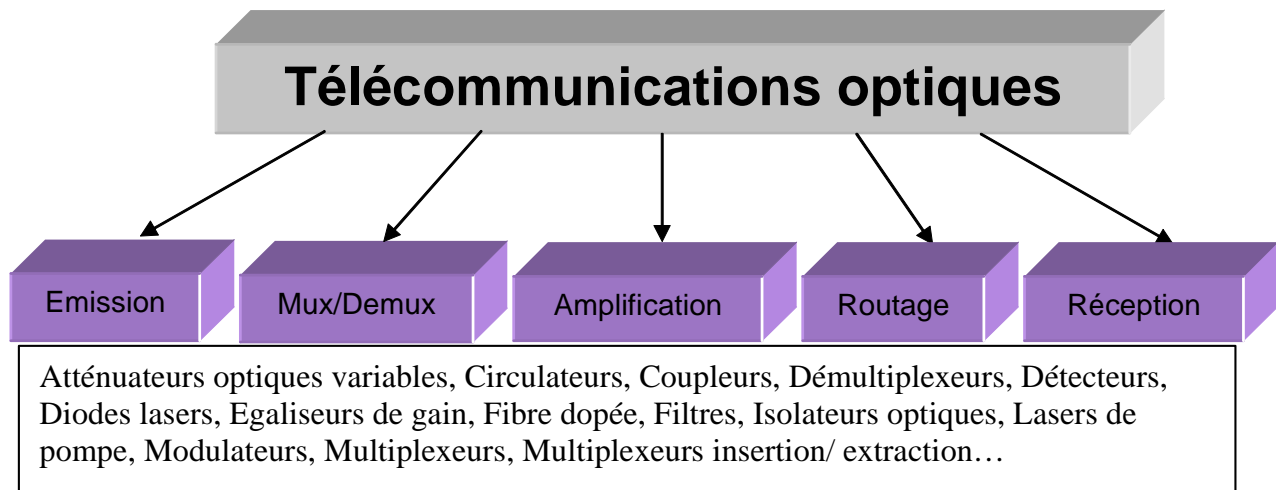


Figure 2. Schéma des principales fonctions des télécommunications optiques

II. Les réseaux de communications et les communications optiques

Dans ce paragraphe, nous allons décrire brièvement les différentes couches constituant le réseau actuel des télécommunications et tenter d'évaluer ce que représente le marché des télécommunications optiques dans la toile mondiale.

II. A. Introduction

Les réseaux sont aujourd'hui classés suivant la distance géographique qu'ils couvrent :

- L'ultra longue distance (600 km et au delà)
- Le longue distance (500 – 600 km entre les régénérations du signal)
- Le métropolitain DWDM (jusqu'à 150 km)
- L'intermédiaire (40 – 80 km)
- Le court (2 – 40 km)
- Le très court (moins de 2 km)

On peut néanmoins résumer l'architecture des réseaux, comme le montre le schéma de la Figure 3, suivant trois grands types de réseaux : le réseau longue distance, le réseau métropolitain et le réseau d'accès. Ils peuvent être maillés, en série (bus ou anneau), en étoile ou arborescents mais également hybrides. La structure des différentes couches de ce réseau est détaillée ci-après.

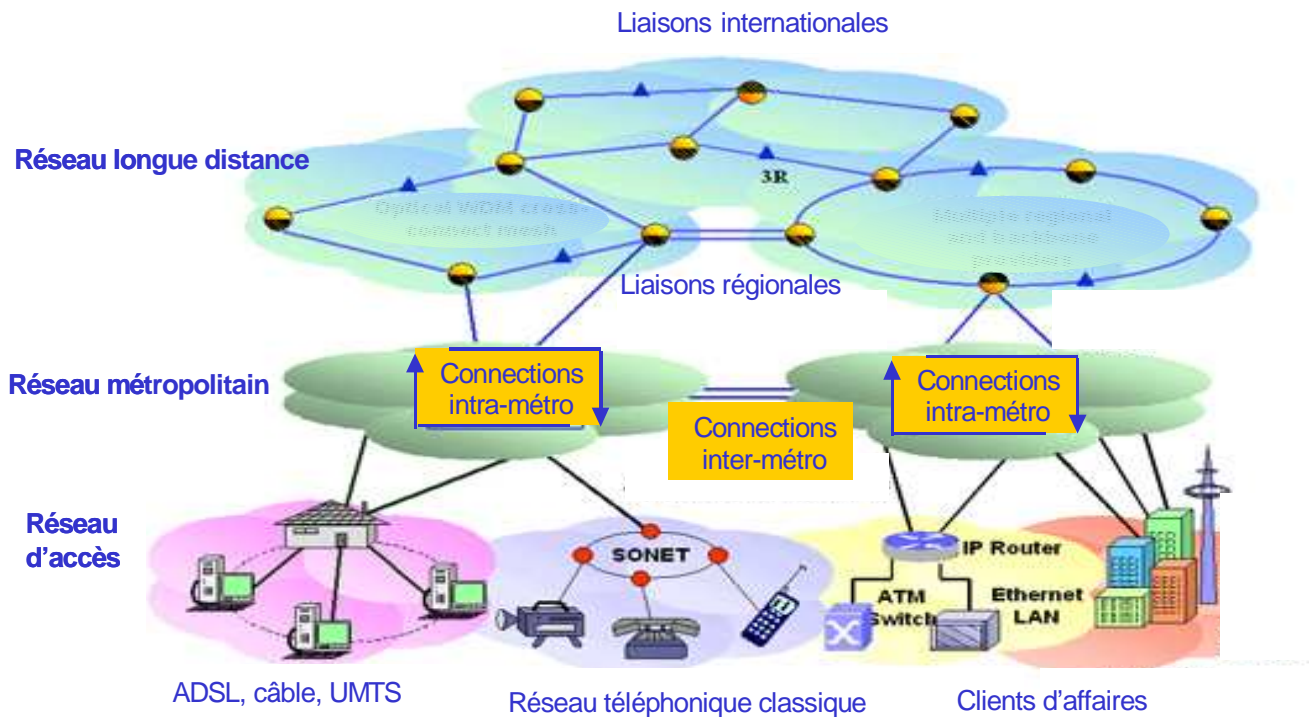


Figure 3. Schéma des réseaux de télécommunications

II. B. Les réseaux d'accès

La topologie des réseaux d'accès est en général de type arborescent, en étoile ou en série (bus). Les câbles en cuivre à paires symétriques (pour le réseau téléphonique classique et l'ADSL) ou coaxiaux (pour ce que l'on appelle communément le « câble ») devraient suffire à satisfaire la majorité des demandes en débit sur le court terme. Ceci est rendu possible grâce à une forte compression des données ainsi qu'à des protocoles de communications adaptés permettant de rationaliser le trafic de cette couche inférieure du réseau [SONET (Synchronous Optical NETwork), SDH (Synchronous Digital Hierarchy), Ethernet, ATM (Asynchronous Transfert Mode), IP (Internet Protocol), TCP (Transmission Control Protocol)]. Cependant, malgré la possibilité d'utilisation du multiplexage temporel ou TDM qui permet de transmettre dans une seule liaison plusieurs signaux décalés temporellement, les limites physiques de la transmission par câble de cuivre sont atteintes pour l'instant pour les débits supérieurs à quelques Mbit/s. Pour les demandes en débit plus importantes (certaines entreprises, équipement terminaux hertziens à haut débit (UMTS)...) ou si l'évolution des services le rendait impératif à l'avenir, le raccordement avec une fibre optique, qui peut transmettre des données à des débits de l'ordre du Gbit/s, serait alors nécessaire. Dans tous les cas, les composants en ligne et d'extrémité de ces réseaux se doivent d'être passifs (sans apport d'énergie), à faibles pertes, de taille réduite et utilisant une technologie permettant une production de masse c'est-à-dire des composants à faible coût. Ceci donne un net avantage à la transmission de données via l'ADSL qui utilise les lignes existantes et permet d'éviter les frais de génie civil liés à la pose de nouvelles fibres.

II. C. Les réseaux métropolitains

Le réseau métropolitain a en général une topologie en anneau. Plus les réseaux appartiennent à une couche supérieure, plus le coût lié à l'installation de nouvelles fibres est rentabilisé. Le débit moyen des réseaux d'accès étant de plus en plus important, celui du réseau métropolitain se doit de croître proportionnellement. C'est pour cette raison que les systèmes de transmission optique avec multiplexage en longueur d'onde devraient se généraliser dans les années à venir pour pouvoir transmettre des débits de l'ordre du Gbit/s dans ce type de réseau. La demande en composants optiques des prochaines années se fera majoritairement pour ce type de réseaux du fait de l'obligation de changer les liaisons cuivre existantes. De plus, la multiplication des nœuds dans les réseaux métropolitains implique que la quantité de composants nécessaires est forcément beaucoup plus importante dans cette couche que dans la couche supérieure (le réseau longue distance). Comme pour les liaisons cuivre, les limites de la fibre peuvent toutefois être atteintes. Cependant, les liaisons par fibre ont l'avantage de pouvoir être multiplexées en longueur d'onde ce qui permet d'augmenter la capacité du réseau en changeant uniquement les composants d'extrémités lorsque la liaison est saturée. Le débit global correspond alors à la multiplication du débit initial par le nombre de longueurs d'onde transmises.

II. D. Les réseaux longue distance

Les réseaux longue distance, multiplexés en longueur d'onde et en temps, regroupent à la fois les liaisons internationales terrestres ou sous-marines (maillées ou en série (bus)) jusqu'aux liaisons régionales (en anneaux). Ces réseaux sont, par nature, extrêmement performants c'est à dire qu'ils peuvent transmettre des débits allant jusqu'au Térabit/s. Pour l'instant, une conversion Optique/Electronique/Optique (O/E/O) est nécessaire pour re-synchroniser, remettre en forme et ré-amplifier le signal sur les longues distances de propagation. Cette opération est appelée régénération 3R pour Re-amplifying, Re-shaping et Re-synchronisation ou en français : ré-amplification, remise en forme et re-synchronisation. C'est la raison pour laquelle ces réseaux sont relativement coûteux à mettre en œuvre et représentent donc des investissements à long terme. Les nouvelles générations de réseaux longue distance tendent à devenir des réseaux tout optiques passifs (régénération 3R tout optique) intégrant des composants qui permettent une transmission des informations sur plusieurs milliers de kilomètres sans passer par une conversion du signal optique en signal électronique.

II. E. Les perspectives pour les communications optiques

Aujourd'hui, on retrouve la présence des communications optiques dans toutes les strates du réseau global. Pour ce qui concerne les réseaux longue distance, le nombre de fibres actuellement installées est suffisant. Aucun redémarrage n'est prévu avant 2005/2006. On peut voir sur la figure

qui suit (Figure 4), un certain type de liaisons longue distance, les liaisons sous-marines dont le réseau est effectivement déjà bien développé.

Cependant, la demande en bande passante croît de 80 à 100 % par an pour le terrestre ce qui pousse au développement de nouveaux composants. Le marché des composants pour le longue distance est un marché qui représente « seulement » plusieurs milliers de composants.

Le déploiement des réseaux métropolitains est aujourd'hui considéré comme le secteur permettant un redémarrage de l'activité télécommunications optiques. D'après certains instituts de statistiques, le marché mondial du DWDM métropolitain représentait 1.4 milliards de dollars en 2001, et en représentera 12.6 en 2006.

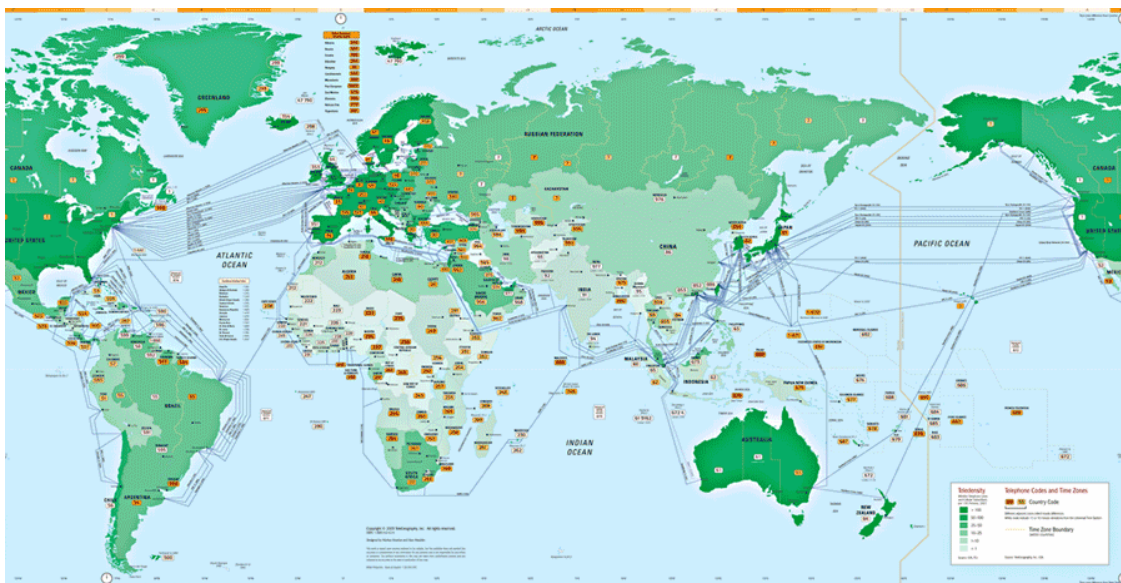


Figure 4. Carte des liaisons sous-marines par fibre optique (d'après [125])

Une alternative intéressante au DWDM est également au goût du jour, le CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexer), technologie à faible coût, pour des applications concernant les réseaux métropolitains et d'accès. L'espacement typique des canaux CWDM est de 20 nm pour un nombre de canaux inférieur à 16. La différence de coût avec le DWDM est de l'ordre de 4 à 5 fois moins élevé. A cet avantage, s'ajoutent un encombrement moindre et une consommation plus faible.

Malgré le développement de la fibre optique pour le réseau métropolitain, il subsiste une présence forte des technologies cuivre de type xDSL en accord avec la demande des particuliers (norme VDSL: jusqu'à 50 Mbit/s sur de courtes distances (< au km) avec une bande de fréquence encore plus haute que l'ADSL allant jusqu'à 12 MHz). Le cuivre ne peut cependant répondre aux besoins des entreprises (problème d'asymétrie des débits pour les besoins des entreprises). Actuellement, sur les anciennes installations, la liaison entre le central et l'abonné est une liaison cuivre. Le tableau de la figure suivante décrit la migration vers la transmission optique pour les trois types de réseaux. Le développement de la fibre chez l'abonné n'est pas attendu avant 2005 (Figure 5). Néanmoins, ce marché ne se développera qu'à la condition que des solutions bas coûts et de forts volumes soient développées car il représente plusieurs millions de composants à installer ou à modifier.

	< 1980	1980 / 90	Mi - 90	Fin 90	2005	> 2005
Transmission longue distance	Cuivre	Fibre				
Transmission Métro/Accès	Cuivre		Cuivre/fibre		Cuivre/fibre/ sans fil	Fibre
« To the Home »	Cuivre				Cuivre/fibre	Cuivre/fibre

Figure 5. Tableau chronologique de la migration des télécommunications vers la fibre optique (d'après [128])

III. Présentation du sujet

Cette thèse a pour titre : « Etude de composants absorbants saturables à semi-conducteurs à multi-puits quantiques dopés au fer pour la régénération de signaux optiques à très hauts débits d'information ». Elle a été financée par la région Bretagne. Le laboratoire d'accueil est le laboratoire d'optronique de l'ENSSAT dirigé par le professeur J.C. SIMON, au sein de l'équipe : Fonctions Optiques pour les Télécommunications. Cette étude a fait l'objet d'une collaboration contractuelle entre France Telecom R&D (financeur), l'INSA de Rennes et l'ENSSAT. Le Laboratoire d'Etude des Nanostructures à Semi-conducteurs (LENS) de l'INSA a élaboré les échantillons d'absorbants saturables (AS) à multi-puits quantiques (MQW, acronyme anglais de Multiple Quantum Wells) qui ont ensuite été testés au laboratoire d'optronique de l'ENSSAT. Ce domaine de recherche a été intégré, avec l'accord de FTR&D, dans le cadre d'un projet RNRT ayant pour objectif la régénération de signaux tout optique à hauts débits (projet « ASTERIX »).

Le document est organisé en six chapitres dont voici les principaux points :

- Dans le premier chapitre, nous allons justifier le rôle des régénérateurs dans les télécommunications optiques en décrivant la composition d'une ligne de transmission type et les problèmes rencontrés au cours de la propagation d'un signal dans une fibre optique. Nous décrirons les différents étages de la régénération d'un signal optique : l'amplification, la remise en forme et la re-synchronisation. Après l'état des lieux des réseaux actuels exposé dans cette introduction, il paraît inévitable qu'une montée en débit des lignes de transmission ait lieu, donnant ainsi une nouvelle orientation aux études traitant de la régénération : la régénération tout optique. En effet, pour s'affranchir de la limite de la bande passante des dispositifs électroniques, tous les dispositifs électroniques permettant de réaliser les principales fonctions de régénération vont devoir être remplacés par des dispositifs ne faisant appel qu'à l'optique. On parle alors de régénérateurs tout optiques, c'est à cette catégorie de dispositifs qu'est apparenté le composant présenté dans ce document. Quelques exemples de régénérateurs tout optiques seront donnés à la fin de ce premier chapitre.

- Au deuxième chapitre, nous allons voir comment le composant absorbant saturable semi-conducteur à multi-puits quantiques peut réaliser l'une des fonctions de régénération : la remise en forme d'un signal. Nous ferons tout d'abord une description du matériau et de sa structure avant d'examiner les propriétés physiques de ce matériau qui permettent de l'utiliser en tant que porte non-linéaire dans un régénérateur. Puis, nous expliquerons les modifications qu'il est nécessaire d'apporter pour que ses caractéristiques correspondent aux exigences des applications télécoms. L'une d'entre elles est le temps de réponse des AS à MQW à un signal haut débit. Le temps de réponse de ces semi-conducteurs MQW est de l'ordre de la nanoseconde alors que pour répondre à des signaux très rapides, ils doivent avoir des dynamiques de l'ordre de la picoseconde. Plusieurs techniques existent pour réduire le temps de retour à l'équilibre des porteurs. La technique utilisée ici est une technique récente : le dopage au fer, elle a été mise au point au LENS de l'INSA de Rennes et a fait l'objet d'un brevet. C'est la grande particularité du composant testé au cours de cette thèse. Les AS à MQW présentent un autre avantage pour un certain type d'applications, c'est celui d'être totalement passif, c'est-à-dire qu'ils ne nécessitent aucune tension électrique de commande. Par ailleurs, leur géométrie planaire permet une focalisation de plusieurs faisceaux sur la surface d'un même composant. On peut ainsi éventuellement envisager un traitement de plusieurs signaux en parallèle sur moins d'un millimètre carré de matériau. Ces deux caractéristiques constituent leur principal atout sur un certain nombre d'autres régénérateurs tout optiques. Nous ferons un état de l'art des utilisations de ce composant pour la régénération tout optique à hauts débits. Puis, nous donnerons un rapide aperçu des autres applications de ce composant dans le domaine de l'optique.

Les chapitres suivants traitent des résultats expérimentaux se rapportant à ces AS à MQW dopés au fer. Ils décrivent les expériences mises au point ainsi que les simulations numériques, réalisées afin de mieux comprendre et interpréter les résultats et les effets observés. Trois des quatre derniers chapitres se rapportent aux propriétés physiques et optiques du matériau AS à MQW. Le dernier porte enfin sur ses capacités à régénérer un signal optique.

- Le chapitre 3 présente les caractéristiques générales des portes optiques non-linéaires que constituent ces AS MQW dans les deux types de configurations envisageables : l'auto-saturation et la saturation croisée que nous expliquerons. Nous verrons ici qu'une autre modification apportée aux structures de base des AS à MQW, l'insertion du semi-conducteur en cavité asymétrique Fabry-Perot, est indispensable pour qu'une remise en forme efficace du signal soit possible. De ce fait, ces composants deviennent des miroirs non-linéaires (MNL). La connaissance de toutes leurs caractéristiques permet d'optimiser les effets des MNL dans une utilisation en tant que régénérateurs tout optiques.
- C'est au cours de ces caractérisations que nous avons mis en évidence d'autres phénomènes : la sensibilité des MNL à la polarisation du faisceau incident et les modifications des caractéristiques du matériau dues à une augmentation de température quand celui-ci est soumis à de fortes puissances incidentes en particulier. Nous nous

intéresserons tout d'abord à la sensibilité à la polarisation d'un faisceau incident de faible puissance du MNL. C'est le sujet du chapitre 4.

- Puis, nous verrons que contrairement à ce qui est couramment soutenu dans le cas des structures AS à MQW, cette sensibilité à la polarisation existe également à forts niveaux de puissance incidente sur le miroir : c'est-à-dire quand l'absorption est saturée donc quand le miroir est passant. Ces effets ont pu être mis en évidence conjointement à des effets thermiques dus à l'augmentation de température du composant quand il est exposé à des intensités lumineuses importantes. Tous ces phénomènes seront abordés et décrits au chapitre 5.
- Finalement, dans le dernier chapitre, nous donnerons les conditions d'amélioration d'un signal optique et nous présenterons nos résultats en configuration système. La mise au point d'une boucle à recirculation de 90 km au laboratoire d'optronique nous a permis de réaliser une première série d'expériences avec un signal PRBS (Pseudo-Random Binary Sequences) à 10 Gbit/s.

Puis nous donnerons les conclusions de cette étude ainsi que les perspectives liées à la régénération tout optique à base d'AS à MQW.

CHAPITRE 1

Chapitre 1 : La régénération tout optique

Après cette introduction, où nous avons décrit le réseau global des télécommunications et l'importance des communications optiques dans cette toile mondiale, nous allons justifier l'utilisation de régénérateurs dans une ligne de transmission. Pour ce faire, nous allons tout d'abord décrire une ligne de transmission type et présenter les problèmes rencontrés lors de la propagation d'un signal de la source d'émission au récepteur. L'état des lieux des communications optiques nous a permis de nous rendre compte que d'ici quelques années l'augmentation de la capacité des liaisons optiques sera indispensable pour répondre à la demande. Certaines solutions sont déjà en place pour augmenter la capacité des transmissions comme le multiplexage par exemple. Nous décrirons brièvement les techniques de multiplexage et les autres solutions envisagées pour faire face aux besoins croissants ainsi que les différents types de déformations et de détériorations du signal engendrées par cette montée en débit. Nous parlerons notamment de certains phénomènes non-linéaires dus à la propagation d'un signal dans un milieu matériel, déjà présents à faibles débits, exacerbés du fait de l'augmentation de la capacité d'une ligne. Tous ces phénomènes ont un impact négatif sur la qualité d'une transmission. Nous verrons d'ailleurs quels sont les paramètres déterminants pour caractériser la qualité d'une transmission. Et tout naturellement, nous arriverons au constat qu'une régénération plus élaborée qu'une simple ré-amplification du signal est nécessaire pour maintenir certaines normes de transmission. Nous décrirons ensuite les différentes étapes de la régénération d'un signal optique en remarquant que du fait de l'augmentation des débits, on s'oriente vers des solutions tout optiques pour ces fonctions de régénération. En effet, elles ont l'avantage de présenter des bandes passantes plus larges que l'électronique. Nous présenterons enfin les différents types de régénérateurs et donnerons quelques exemples de régénérateurs tout optiques déjà proposés.

I. Description d'une ligne de transmission et des problèmes rencontrés au cours de la propagation d'un signal

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les éléments composant une ligne de transmission type et les problèmes rencontrés tout au long de la propagation d'un signal de la source au récepteur. Ce descriptif s'appuie sur les références [116][119][120][123].

I. A. L'élargissement spectral à l'émission

Dans tous les systèmes de transmission, on dispose au départ de données électriques qui peuvent se présenter sous forme analogique ou numérique. Le rôle d'un émetteur optique est de transformer ces données sur support électrique en données optiques numériques qui seront acheminées par fibre. La source optique est le plus souvent une diode laser qui peut être alimentée directement par un signal modulé contenant les données électriques si le débit n'est pas trop élevé (jusqu'à 5 Gbit/s en général). Pour les plus hauts débits, une modulation externe est en général nécessaire, on utilise alors un modulateur électro-optique commandé par un signal électrique contenant les données à transmettre. Il faut noter que plus le débit est élevé et plus le temps bit est court donc plus l'élargissement fréquentiel ou spectral du signal est important. La largeur spectrale du signal dépend du débit, du codage et du type de modulation. Plus cette largeur spectrale est importante et plus cela peut poser problème lors du traitement et de la propagation du signal.

I. B. L'atténuation de l'amplitude d'un signal dans la fibre

La fibre optique est le support de propagation du signal lumineux. Comme dans tout milieu propagatif, on voit apparaître les phénomènes classiques d'atténuation et de dispersion. L'atténuation typique d'une fibre dépend de la longueur d'onde de la lumière comme le montre le graphe de la Figure 6. La qualité des procédés de fabrication est telle que l'atténuation observée a pratiquement atteint les limites théoriques. Par rapport aux fibres du début des années 1970, la longueur d'onde du minimum s'est déplacée de 0.85 μm à 1.55 μm et l'atténuation est passée de 20 dB/km à moins de 0.2 dB/km. Les facteurs qui commandent l'atténuation des fibres sont d'une part de nature intrinsèque : l'absorption de la silice pure, la diffusion Rayleigh et d'autre part de nature extrinsèque : l'absorption des impuretés, la diffusion à l'interface cœur-gaine. Les impuretés nocives sont les ions des métaux de transition et les ions OH^- . Les fibres actuelles ont une teneur en impuretés tellement faible qu'on peut considérer que l'atténuation est commandée par les facteurs intrinsèques.

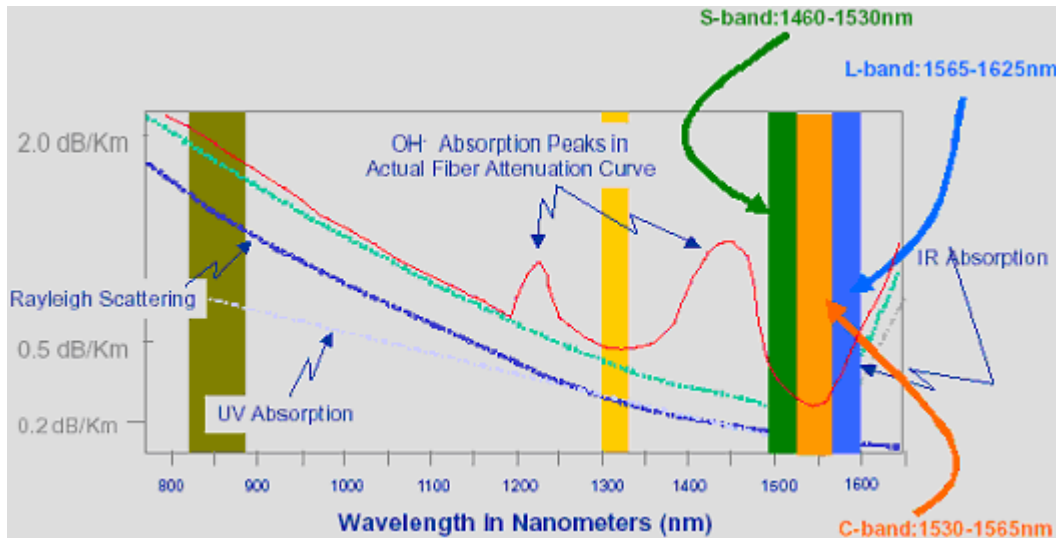


Figure 6. Atténuation dans une fibre de silice en fonction de la longueur d'onde (trait plein)

D'autres facteurs extérieurs peuvent encore augmenter l'atténuation typique dans les fibres :

- les courbures et les micro-courbures de la fibre. Dans ces zones, un rayon lumineux risque de ne plus satisfaire la condition de réflexion totale. Ceci se traduit par une perte d'énergie du signal dans la gaine par simple réfraction.
- la diffusion et la réflexion aux épissures, c'est à dire aux jonctions de la fibre avec les autres éléments de la ligne.

I. C. La dispersion du signal dans la fibre

En plus de l'atténuation due au matériau, la dispersion est une source de déformation d'un signal à transmettre. La dispersion chromatique ou GVD pour Group-Velocity Dispersion est la première à citer. Le facteur de dispersion chromatique D s'exprime en ps/(nm.km) et est fonction de la constante de propagation β , développable en série de Taylor autour d'une pulsation centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c}n(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots$$

L'enveloppe du signal se déplace à la vitesse de groupe : $v_g = \beta_1^{-1}$. Le paramètre de dispersion D se

définit de la manière suivante : $D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2$.

La fibre monomode standard (SMF pour Single Mode Fibre) très utilisée dans les transmissions optiques a une dispersion chromatique de 17 ps/(nm.km) à 1.55 μm et nulle à 1.3 μm . On peut par exemple illustrer le phénomène de dispersion dans ce cas sur la Figure 7 qui suit :

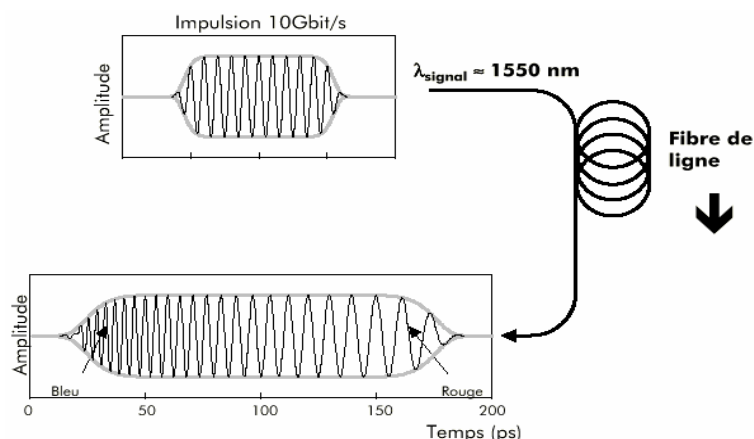


Figure 7. Illustration de la dispersion chromatique dans une fibre de ligne (d'après [123])

Un signal à une longueur d'onde donnée présente une certaine largeur spectrale, celle-ci est d'autant plus importante que la fréquence du signal est grande. De ce fait, après propagation dans une grande longueur de fibre et loin du zéro de dispersion (ce qui est déjà le cas à 1.55 μm pour une SMF), le signal est déformé. Tout se passe comme si chaque « couleur » composant le signal avait une vitesse de propagation différente, la vitesse du bleu étant supérieure à celle du rouge.

Une grandeur caractéristique de cet effet est la longueur de dispersion : $L_D = 1/(B.D.\Delta\lambda)$ où B est le débit et $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale du signal. Elle représente la longueur de fibre au bout de laquelle l'impulsion est élargie d'un temps bit. Par exemple pour une transmission NRZ sur une fibre standard, on a $\Delta\lambda \approx 1.2 \times B$, $L_D = 6100/B^2$ km (avec le débit exprimé en Gbit/s) ce qui représente environ 1200 km pour un débit de 2,5 Gbit/s et 60 km pour un débit de 10 Gbit/s. Au-delà de cette longueur de fibre, il existe des risques de recouvrement de symboles ('0' et '1').

Le zéro de dispersion d'une fibre SMF se situe entre 1290 et 1320 nm environ, d'autres fibres sont à dispersion décalée (DSF pour Dispersion Shifted Fibre) avec un zéro de dispersion dans la bande C, entre 1530 et 1570 nm. D'autres encore ont un zéro avant la bande C (autour de 1520 nm), on les appelle NZDSF- pour Non Zero DSF ou après la bande C (autour de 1580 nm), ce sont les NZDSF+. Il en existe également qui compensent la dispersion, on les appelle les DCF pour Dispersion Compensated Fibre. Leurs facteurs de dispersion vont typiquement de -80 à -100 ps/(nm.km) dans la bande C. Enfin, le dernier type de fibre, les RDF pour Reverse Dispersion Fibre, présente une dispersion entre -8 ps/(nm.km) et -60 ps/(nm.km) dans la bande C. Toutes ces fibres sont le plus souvent utilisées pour des applications particulières.

On peut également rencontrer un autre type de dispersion : la dispersion de polarisation ou PMD (Polarization Mode Dispersion). Elle est due à la biréfringence résiduelle de la fibre. Elle peut également entraîner des décalages en temps du signal au cours de la propagation. Elle s'exprime en ps/km^{1/2}. Dans le pire des cas, on peut avoir un symbole décalé de plus ou moins 15% du temps bit par rapport à l'horloge. Ce qui représente pour un signal à 10 Gbit/s un décalage de 15 ps.

Les différentes formes de dispersion ont tendance à provoquer des recouvrements des symboles lors de la transmission d'un signal.

I. D. Les effets non-linéaires lors de la propagation dans la fibre

En plus de tous les effets présentés précédemment, on peut voir apparaître des anomalies dues aux interactions lumière-matière qui rendent la propagation sensible à la puissance optique injectée dans une fibre. Des effets non-linéaires, fonction de l'aire effective de la fibre (A_{eff}) et de la longueur de propagation dans la fibre (L), peuvent se produire. La plupart de ces effets non-linéaires sont dus à l'effet Kerr. Ils se traduisent par une variation de l'indice de réfraction de la fibre avec la puissance optique du signal : $n(\omega, P) = n_0(\omega) + n_2 \frac{P}{A_{\text{eff}}}$ où n_0 est l'indice moyen de la silice, n_2 est le coefficient d'indice non-linéaire, constant pour un matériau donné ($\approx 2.7 \cdot 10^{-20} \text{m}^2 \text{W}^{-1}$ pour la silice pure), et P la puissance du signal. Dans le cas d'un canal unique, l'effet Kerr peut produire de l'auto-modulation de phase (SPM pour Self-Phase Modulation) ou une instabilité de modulation (MI pour Modulation Instability).

Quand de la SPM est générée, la phase du signal est modulée proportionnellement à la puissance du signal. Ceci se traduit après propagation, donc après dispersion par une augmentation de l'intensité de bruit sur les symboles. Ceci est illustré sur la Figure 8.

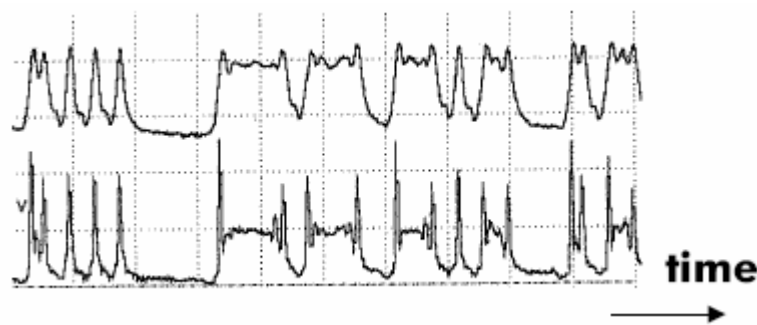


Figure 8. Auto-modulation de phase(d'après [123])

L'instabilité de modulation apparaît lors de la propagation dans des fibres à dispersion anormale seulement, c'est-à-dire quand le facteur de dispersion est positif. Dans ce cas, on a une amplification sélective du bruit (Figure 9).

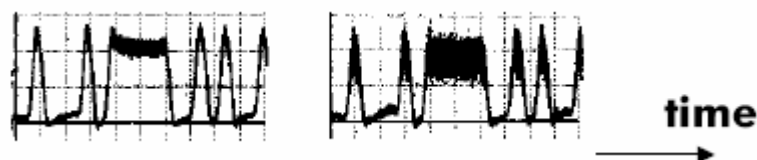


Figure 9. Instabilité de modulation (d'après [123])

Un autre type d'interaction avec le milieu peut également apparaître, c'est la diffusion Brillouin stimulée (SBS Stimulated Brillouin Scattering). Ce phénomène est surtout fonction de la puissance du signal et de sa longueur d'onde. C'est en fait une rétro-diffusion de l'énergie qui entraîne des pertes supplémentaires lors de la propagation d'un signal.

I. E. La caractérisation de la qualité d'un signal

Comme on l'a vu dans les paragraphes précédents les sources d'erreurs et de dégradation d'un signal optique sont nombreuses et la qualité de transmission est soumise à des règles définies par les opérateurs. Pour définir la qualité d'un système de communication optique, on a l'habitude de se fier à un critère, le TEB (Taux d'erreur binaire) ou BER (Bit Error Rate), qui est le rapport entre les bits erronés ou non reçus et le nombre de bits émis. Aujourd'hui, le TEB fixé pour une transmission correcte est 10^{-9} , c'est-à-dire qu'on tolère une erreur tous les 10^9 bits. On caractérise également le signal transmission en bout de ligne de transmission grâce à son diagramme de l'œil. Nous allons voir ici ce qu'est un diagramme de l'œil et expliquer quels paramètres sont utilisés pour savoir si la liaison est correcte ou non.

I.E.1. Diagramme de l'œil

L'outil le plus souvent utilisé est le diagramme de l'œil. Il est expliqué sur la Figure 10 à partir d'un signal NRZ. Le graphe de gauche représente le signal en fonction du temps. Les bits peuvent être déformés en amplitude ou décalés en temps après plusieurs kilomètres de propagation. Si on superpose tous les temps bits du signal, on obtient la figure de droite, qui représente le diagramme de l'œil.

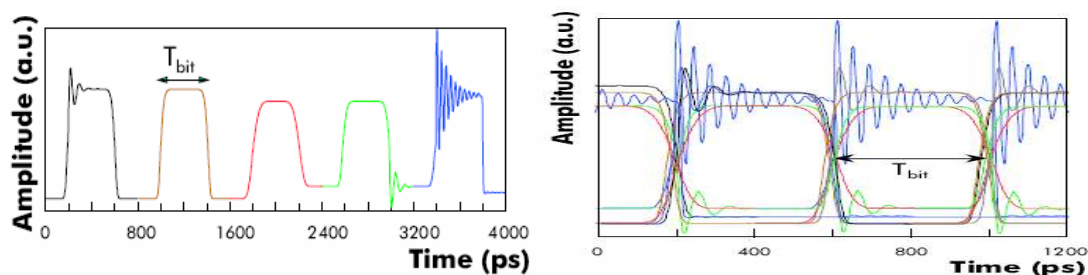


Figure 10. Décomposition d'un diagramme de l'œil (d'après [123])

Le diagramme de l'œil idéal est un œil bien ouvert (Figure 11), ce qui veut dire qu'il existe une différence d'amplitude importante en les '1' et les '0', peu de fluctuations d'amplitude sur les symboles ainsi qu'une bonne synchronisation des bits et peu de distorsion temporelle.

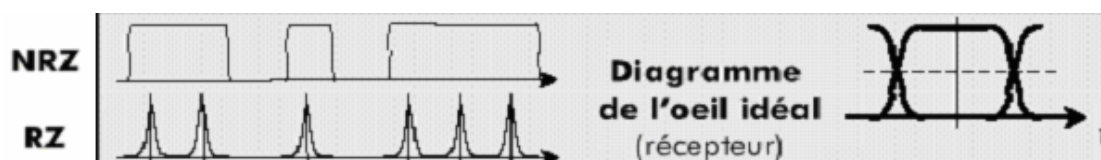


Figure 11. Diagramme de l'œil idéal (d'après [123])

Sur les schémas explicatifs, on présente l'exemple d'une séquence NRZ et/ou RZ et, à chaque fois, le diagramme de l'œil provenant du signal NRZ. En effet, il est plus facile de se figurer les déformations sur ce type d'œil du fait de la symétrie des symboles. On donne ici à titre indicatif la forme d'un diagramme de l'œil RZ par rapport à un œil NRZ.



Figure 12. Différences entre œil NRZ et œil RZ

Dans le cas d'un diagramme de l'œil réel, les erreurs de détection proviennent de deux facteurs principaux, le bruit d'amplitude sur les symboles et la gigue temporelle.

I.E.1.a) **Bruit d'amplitude**

La détection d'un signal optique se fait suivant un seuil de décision en amplitude ; au-dessus de ce seuil le signal reçu représente un '1' et au-dessous un '0'. Les erreurs en amplitude sur chaque symbole ont une distribution gaussienne et c'est à l'intersection de ces deux distributions que les erreurs de détection peuvent se produire comme le montre la Figure 13.



Figure 13. Diagramme de l'œil réel : bruit d'amplitude (d'après [123])

A partir des données expérimentales, on peut quantifier la qualité d'un signal en définissant son facteur de qualité en amplitude, Q_a de la manière suivante : $Q_a = \frac{\langle I_1 \rangle - \langle I_0 \rangle}{\sigma_1 + \sigma_0}$. C'est le rapport de la différence des valeurs moyennes des amplitudes des symboles et la somme des variances. Le bruit d'amplitude entraîne un rétrécissement de l'ouverture du diagramme.

I.E.1.b) **Gigue temporelle**

L'autre source d'erreurs est la gigue temporelle (Figure 14). Les distorsions temporelles du signal et surtout la désynchronisation des bits ont pour conséquence de fermer le diagramme de l'œil latéralement, c'est-à-dire selon l'axe des temps.

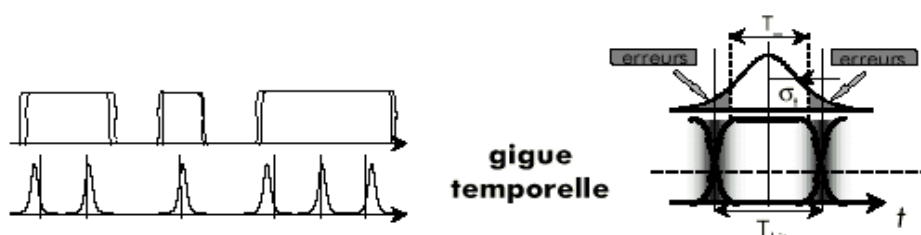


Figure 14. Diagramme de l'œil réel : gigue temporelle (d'après [123])

On peut exprimer un deuxième facteur de qualité, le facteur de qualité temporel, Q_t : $Q_t = \frac{T_w}{2\sigma_t}$, où T_w est la fenêtre d'acceptance temporelle, idéalement elle est égale au temps bit, mais généralement, on la prend égale à 70% du temps bit et σ_t est la variance de la gigue temporelle.

I.E.1.c) Facteur de qualité d'une transmission

Le TEB peut s'exprimer en fonction des facteurs de qualité pour une distribution gaussienne des probabilités d'erreurs :

$$\text{BER ou TEB} = \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \approx \frac{1}{Q\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{Q^2}{2} \right)$$

Un TEB de 10^{-9} correspond à un facteur de qualité égal à 6 (comme le montre la Figure 15) ou facteur de qualité de 15.5 dB.

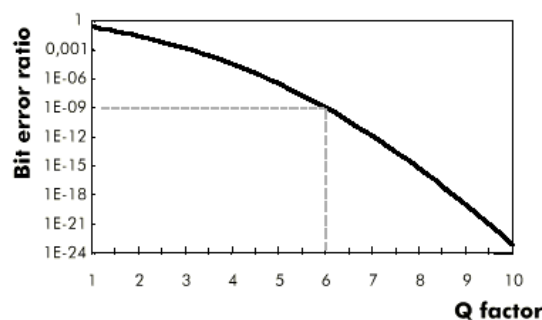


Figure 15. Correspondance entre TEB ou BER et facteur de qualité Q (d'après [123])

I.E.2. Sensibilité et pénalité d'une transmission

En plus de ces considérations, on fait appel à des critères de sensibilité et de pénalité de la ligne, ils constituent une référence pour une transmission. On caractérise la ligne en terme de taux d'erreurs binaires en fonction de la puissance optique sur le récepteur en configuration de référence ou back-to-back (voir Figure 16), c'est-à-dire qu'entre l'émission et la réception, on n'a pas ou peu de propagation dans une fibre et/ou dans des éléments optiques. On peut alors à partir de cette droite donner la valeur de la sensibilité en puissance de la ligne pour un TEB de 10^{-9} . Puis, dans les conditions réelles de transmission, c'est-à-dire au bout de x kilomètres de propagation dans une fibre, on réitère l'opération. La différence de sensibilité entre la configuration de référence et cette dernière courbe représente la pénalité pour un TEB à 10^{-9} .

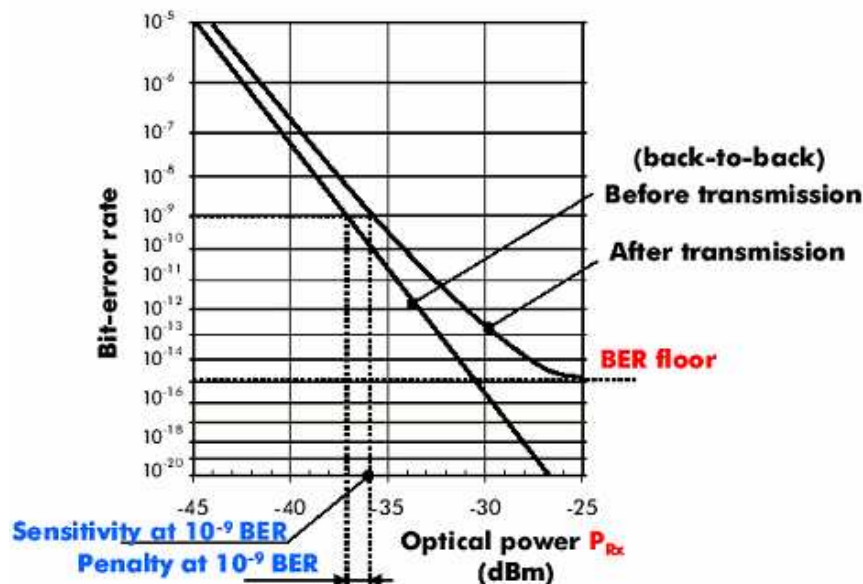


Figure 16. BER ou TEB en fonction de la puissance incidente sur le détecteur, en configuration de référence ou back-to-back et après transmission, sensibilité et pénalité (d'après [123])

On peut remarquer qu'un plancher ou une inflexion du taux d'erreur binaire apparaît à partir d'une certaine valeur de la puissance sur le récepteur. Il représente la limite extrême d'utilisation ou de test de la transmission ou de l'élément introduit sur le chemin optique par rapport au back-to-back et dépend de la qualité de la transmission et des conditions expérimentales.

I.E.3. Codes correcteurs d'erreurs

On a, de plus, proposé des codes correcteurs d'erreurs ou FEC (Forward Error-Correction) qui permettent la transmission des informations avec un OSNR plus bas (Optical Signal to Noise Ratio). Un des codes le plus utilisé pour les lignes sous-marines est certainement le code Reed-Solomon. Sur la figure ci-dessous, on peut voir l'amélioration du TEB ou BER lors d'une émission avec FEC. Des résultats expérimentaux récents à 40 Gbit/s font état de transmission avec un TEB à 10^{-14} environ (Figure 17).

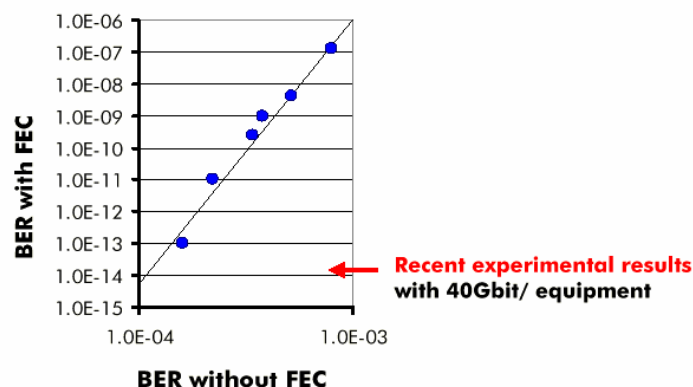


Figure 17. Comparaison du TEB d'un signal avec et sans code correcteur d'erreurs (d'après [123])

I. F. Conclusion

Les sources de problèmes dans les lignes de transmission sont diverses et de nature différente. Lorsqu'on s'intéresse à la transmission optique d'un signal dans une fibre en télécommunications, on utilise en général l'équation simplifiée de propagation d'un signal dans une fibre qui prend uniquement en compte l'atténuation linéaire, le facteur de dispersion et les non-linéarités dues à l'effet Kerr. Elle a la forme suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha A - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0$$

Atténuation Dispersion Non linéarités

où A est l'amplitude du signal.

La propagation dans la fibre engendre des anomalies plus ou moins importantes sur un signal à transmettre selon la puissance du signal à véhiculer et selon les caractéristiques de la fibre. On peut enfin signaler que les effets des phénomènes non-linéaires varient en fonction du signe du facteur de dispersion de la fibre. Cette interaction entraîne encore plus de pertes et de distorsions sur le signal à transmettre. Nous pouvons d'ores et déjà voir, à ce stade de la description d'une ligne de propagation, la nécessité d'utiliser des régénérateurs si on veut compenser l'atténuation et la dispersion du signal dans une fibre optique après une certaine distance de propagation. La description des différentes fonctions de régénération fera l'objet du dernier paragraphe. Avant cela, nous allons voir que la montée en débit des lignes de transmission va également apporter son lot de déformations et d'atténuation qui justifie d'autant plus la présence de régénérateurs.

II. La montée en débit et l'augmentation des déformations du signal

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les techniques déjà utilisées qui permettent d'augmenter la capacité d'une transmission. Le terme utilisé est le multiplexage, il en existe de différents types suivant la nature de la grandeur multiplexée. Ils vont être décrits dans la suite de ce paragraphe. Nous décrirons également les problèmes qui apparaissent quand on augmente les capacités des lignes.

II. A. Les techniques déjà employées : les différents multiplexages

II.A.1. SDM

On peut tout d'abord multiplier des lignes de transmission (SDM pour Space Division Multiplexing). Cette solution est schématisée sur la Figure 18.

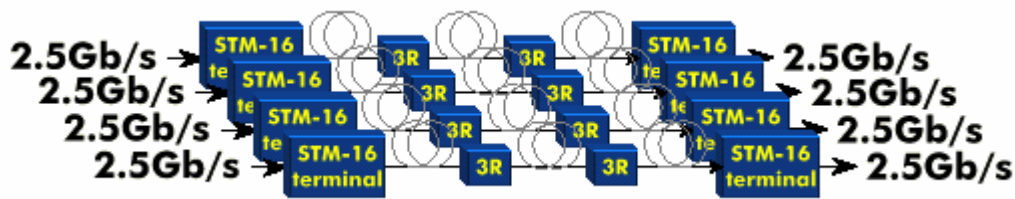


Figure 18. Description du SDM (d'après [123])

Dans ce cas, on doit multiplier tous les éléments qui constituent une ligne, c'est-à-dire émetteur, régénérateur, fibre et récepteur. C'est sans doute la solution la mieux maîtrisée mais la moins avantageuse du point de vue du nombre de composants en service et de l'entretien de la ligne.

II.A.2. TDM et OTDM

Une autre technique consiste à superposer des signaux décalés dans le temps dans une même fibre, c'est le TDM ou multiplexage en temps. Dans l'exemple présenté ci-dessous, on a une seule ligne avec un débit par ligne 4 fois plus élevé par rapport aux lignes de départ. On économise dans ce cas un nombre important de régénérateurs. L'émission peut être décrite de la manière suivante (Figure 19) :

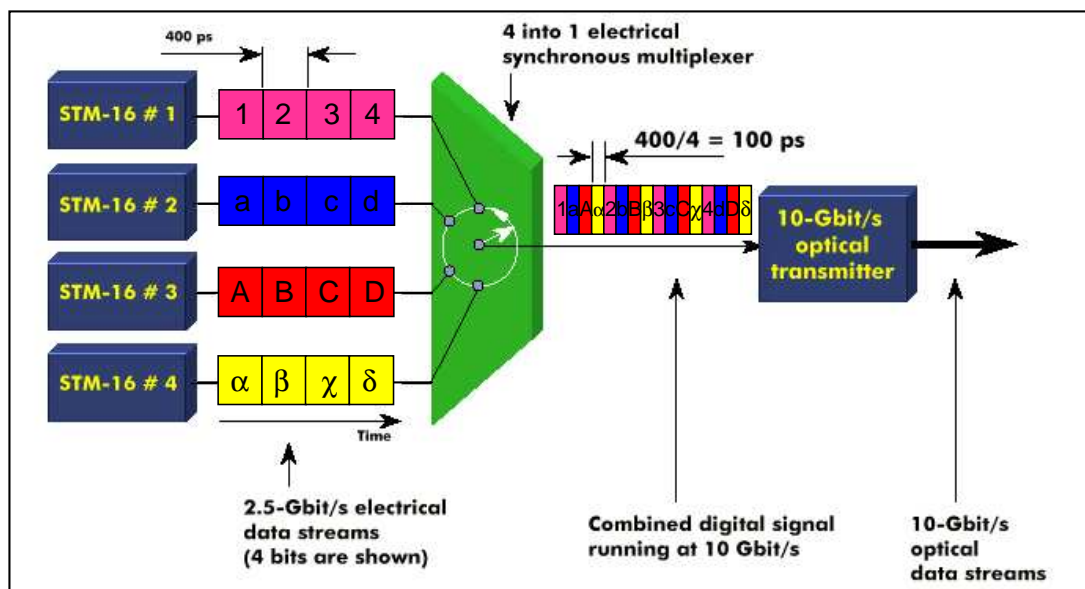


Figure 19. Schéma d'un multiplexeur temporel (d'après [123])

L'équivalent peut être obtenu de manière optique, c'est l'OTDM (Optical Time Division Multiplexing). On peut par exemple créer un train d'impulsions à un débit de 10 GHz en partant d'un train d'impulsions de 2.5 GHz. Le principe de cette technique est décrit sur la Figure 20. Dans ce cas, le signal à 2.5 GHz est dédoublé grâce à un coupleur 50/50. Le chemin optique sur une des branches de sortie du coupleur est rallongé grâce à une ligne à retard optique. Le décalage introduit par cette première ligne à retard est un multiple impair de la moitié du temps bit afin de doubler la fréquence nominale. Puis, un second étage identique, entraîne un retard d'un multiple impair du quart du temps bit. En sortie de ces deux étages, on a un signal à 10 GHz, quatre fois la fréquence de départ.

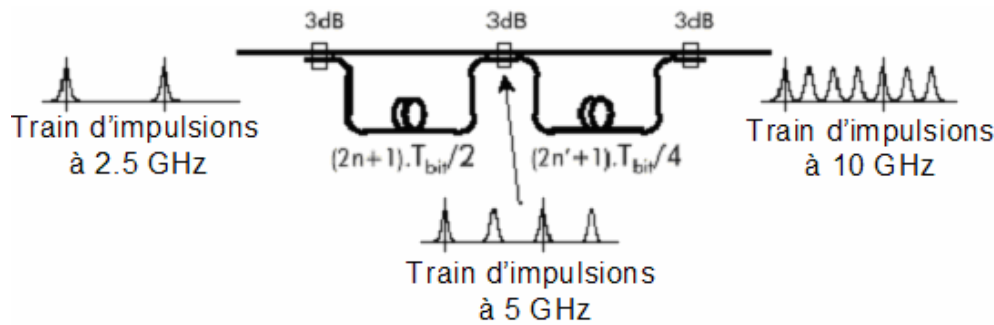


Figure 20. Schéma de principe du multiplexage temporel optique (d'après [123])

En bout de ligne, un démultiplexage est nécessaire pour extraire les signaux d'origine. Un exemple de cette fonction est schématisé sur la Figure 21.

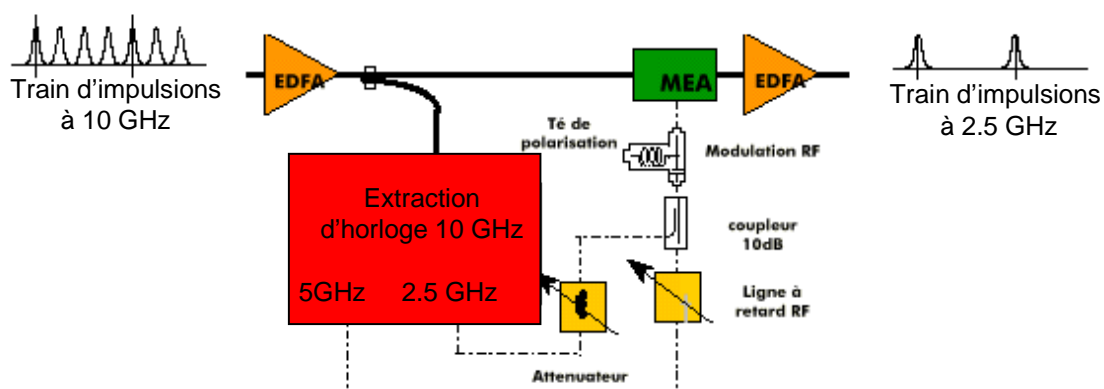


Figure 21. Démultiplexeur pour un signal multiplexé en temps optique (d'après [123])

Les techniques de multiplexage en temps demandent une synchronisation parfaite des signaux entre eux. On voit rapidement que quand on utilise cette technique, la dispersion devient très vite un facteur limitant. On reste également tributaire de la limite en fréquence de l'électronique (10 GHz) puisque les multiplexeurs et/ou démultiplexeurs utilisés font en général appel à des technologies électroniques.

II.A.3. WDM

Le multiplexage fréquentiel ou en longueur d'onde, WDM (Wavelength Division Multiplexing), est sans doute la technique de multiplexage la plus répandue aujourd'hui. En voici le principe (Figure 22).

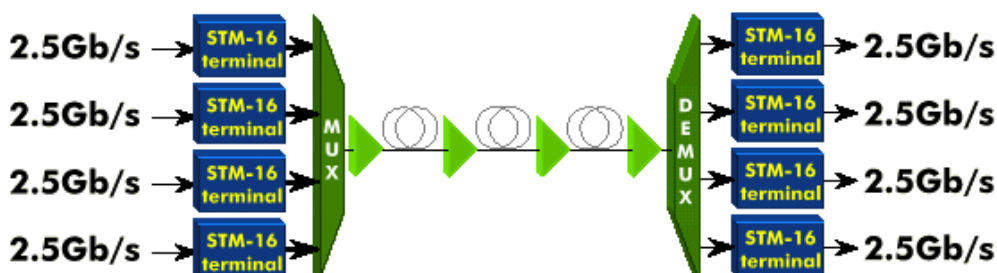


Figure 22. Schéma de principe du WDM (d'après [123])

Des signaux de longueurs d'onde différentes sont mélangés grâce à un multiplexeur et acheminés par la même fibre. En sortie de la ligne, un démultiplexeur permet de les séparer. Tout se passe comme si chaque signal codé à une longueur d'onde était indépendant. En général, les multiplexeurs et démultiplexeurs sont optiques et passifs. On n'a pas de conditions particulières de synchronisation du signal, donc on ne fait pas forcément appel à l'électronique rapide. Le principe de l'émission et du multiplexage est présenté ci-dessous (Figure 23) :

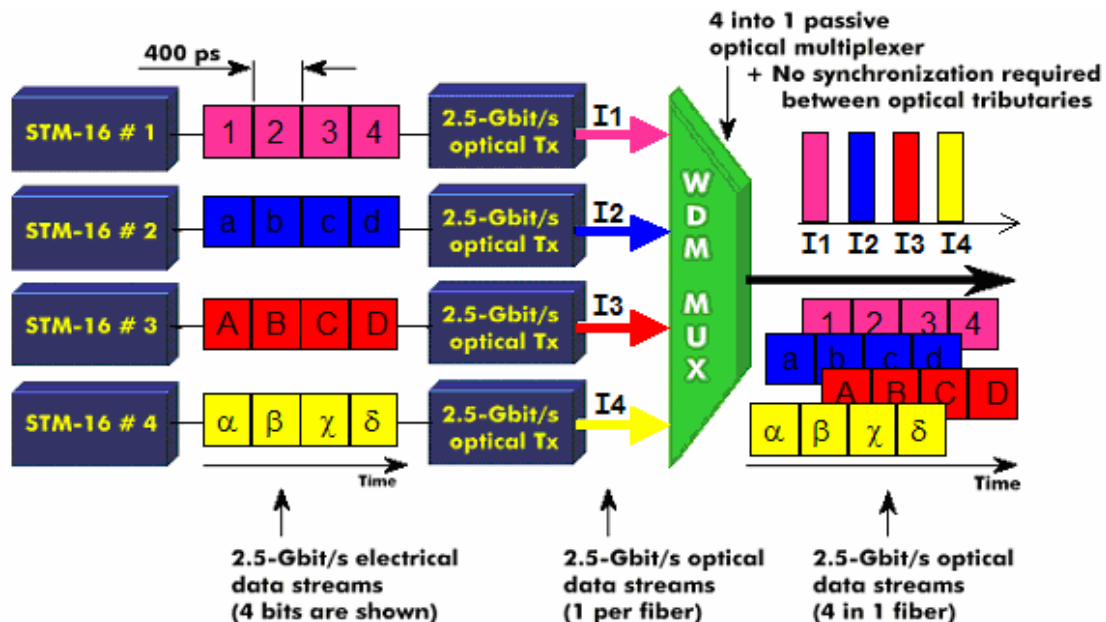


Figure 23. Schéma d'un multiplexeur en longueur d'onde (d'après [123])

Cette technique est déjà très utilisée dans les systèmes de transmission actuels pour accroître la capacité d'une ligne. Cependant, en plus des effets de dispersion et de l'atténuation du signal au cours de la propagation, on voit apparaître de nouveaux effets non-linéaires qui viennent perturber le signal à transmettre.

Ces phénomènes engendrent des transferts d'énergie, donc d'informations, d'un canal sur l'autre. Les deux premiers sont des manifestations de l'effet Kerr dans le cas d'une propagation multi-canal : le mélange à quatre ondes ou FWM pour Four-Wave Mixing, la modulation de phase croisée ou XPM pour Cross-Phase. Le dernier est l'effet Raman auto-induit (SI-SRS pour Self-Induced Stimulated Raman Scattering). Comme dans les cas précédents d'effets non-linéaires, nous n'allons pas décrire pas la nature des phénomènes mais plutôt expliquer leurs effets sur les signaux à transmettre.

Le FWM génère deux nouvelles composantes spectrales à partir d'une seule ou deux longueurs d'onde initiales. Dans le cas du WDM, le signal émis constitue un peigne de longueurs d'onde équidistantes. Les longueurs d'onde générées sont des combinaisons linéaires des longueurs d'onde initiales. On va donc avoir ici une superposition des nouvelles composantes et des longueurs d'onde à transmettre. Sur la Figure 24, on les a représenté en fonction des fréquences ω_1 , ω_2 , ω_3 et

ω_4 . Le FWM va donc être à l'origine d'un phénomène de diaphotie, c'est-à-dire de superposition de signaux contenant des informations différentes.

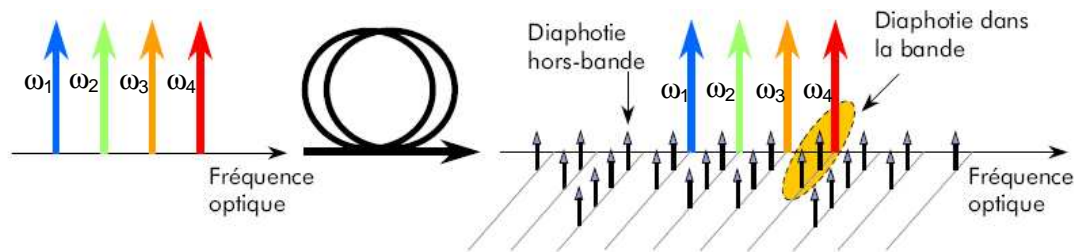


Figure 24. Illustration du FWM (d'après [123])

Dans le cas de la XPM, la phase du signal est modulée proportionnellement à la puissance des canaux voisins. La dispersion se charge alors d'augmenter l'intensité du bruit sur les symboles. Sur la Figure 25, on voit toutes les 20 ps l'évolution d'un signal à 10 Gbit/s ayant pour voisin un autre signal à la même fréquence portant des informations différentes.

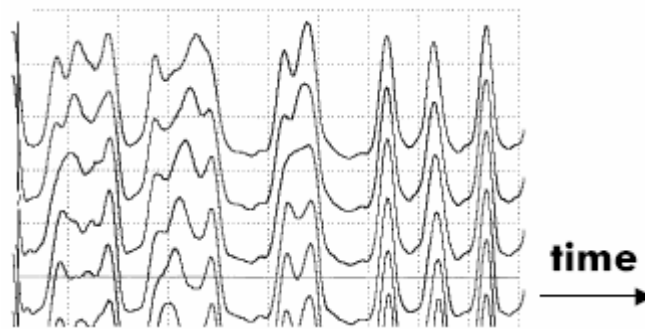


Figure 25. Illustration du XPM (d'après [123])

L'effet Raman auto-induit est aussi un autre effet non-linéaire possible. Quand la puissance dans une fibre augmente, on voit apparaître un transfert d'énergie des faibles longueurs d'onde vers les plus grandes. Ceci est illustré dans le cas suivant (Figure 26) : 32 canaux équidistants à 10 Gbit/s se propagent dans 100 km de fibre à dispersion particulière (NZDSF).

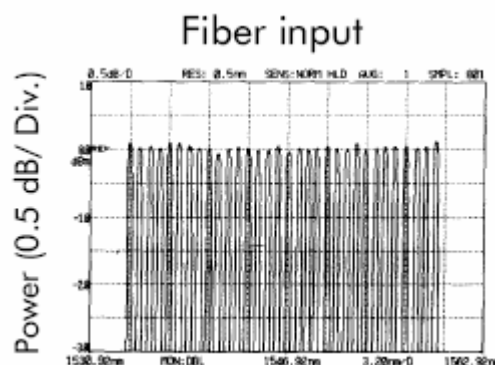


Figure 26. Signal à l'entrée de la fibre (d'après [10])

Suivant la puissance à l'entrée de la ligne, on peut avoir des variations importantes de l'amplitude des canaux (Figure 27). Dans le cas où la puissance d'entrée par canal est -10 dBm, les variations entre les plus basses et les plus grandes longueurs d'onde sont de 0.7 dB. Quand la puissance augmente jusqu'à 5.6 dBm par canal, ces variations sont très importantes et atteignent 2.3 dB.

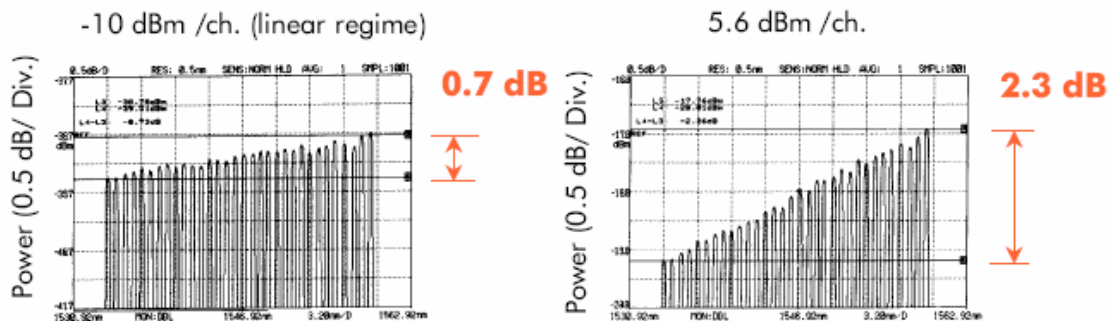


Figure 27. Signal après propagation en fonction de la puissance incidente (d'après [10])

L'augmentation de la capacité des lignes par WDM est, on le voit ici, forcément synonyme de déformations supplémentaires du signal dus à l'accroissement de puissance dans la fibre de transmission. Et comme dans le cas d'une transmission mono-canal, ces phénomènes dépendent des conditions de dispersion du signal. On peut noter que certains de ces effets non-linéaires apparaissent également dans le TDM.

II. B. Les solutions envisagées ou envisageables

Pour améliorer la capacité des transmissions, on peut imaginer plusieurs configurations schématisées sur la Figure 28.

On peut augmenter le débit par canal pour une même bande passante B et le même nombre de canaux n , c'est la configuration 1 de la Figure 28. Il faut dans ce cas disposer d'une électronique plus rapide, or aujourd'hui, sa limite est fixée autour de 10 GHz. De plus, l'augmentation de débit entraîne des problèmes de dispersion, de PMD et de SPM.

Une autre solution, configuration 2 de la Figure 28, consiste à augmenter le nombre de canaux pour une même bande passante B et un même débit D . Dans ce cas, on voit apparaître un problème de sélection du canal au niveau du multiplexeur et du démultiplexeur ainsi qu'une augmentation des effets non-linéaires rencontrés dans des systèmes WDM.

Une troisième configuration (configuration 3) propose une augmentation de la bande passante et du nombre de canaux séparés de la même valeur que dans la configuration initiale. Il faudrait pour

cela des amplificateurs plus large bande. De plus, l'augmentation de la puissance moyenne dans une fibre pourrait accroître le risque d'effet Raman au cours de la propagation des signaux.

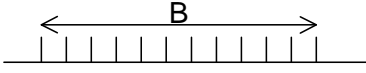


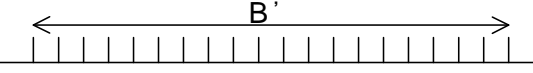
	<u>Configuration initiale</u> D : débit par canal n : nombre de canaux
	<u>Configuration 1</u> $D' > D$
	<u>Configuration 2</u> $n' > n$
	<u>Configuration 3</u> $B' > B$ et $n' > n$

Figure 28. Tableau récapitulatif des configurations pour améliorer la capacité des transmissions optiques (d'après [123])

II. C. Conclusion

L'augmentation des capacités dans les lignes de transmission multiplie les risques d'effets non désirables et demande également des avancées technologiques importantes afin d'améliorer et diversifier les éléments optiques nécessaires à une transmission. Quelles que soient les configurations envisagées ou déjà en place, on a tendance à s'orienter vers les technologies qui font appel à des méthodes tout optiques et à préférer les éléments passifs. C'est également le cas en ce qui concerne les fonctions de régénération du signal. Pour maintenir la qualité d'un signal tout au long de la propagation et éviter la multiplication des erreurs de détection, il faut régulièrement ré-amplifier, remettre en forme et même re-synchroniser le signal dans la ligne de transmission. C'est ce dont nous allons parler dans le paragraphe suivant.

III. La régénération

Après avoir vu les différentes déformations d'un signal optique et les problèmes engendrés du fait de la montée en débit, nous allons décrire les différentes étapes de régénération d'un signal optique. Dans ce paragraphe, nous allons tout d'abord présenter les différents types d'amplificateurs, puis la fonction de remise en forme d'un signal. Du fait de la montée en capacité des lignes de transmission, on voit apparaître une préférence marquée pour les méthodes tout optiques de remise en forme du signal. La limite théorique d'utilisation de l'électronique rapide se situant aux environs de 10 GHz, le passage par le tout optique devient nécessaire. De plus, les dispositifs tout optiques demandent en général des tensions de commande plus faibles que les dispositifs électroniques. Ils peuvent même être passifs ce qui signifie qu'ils ne nécessitent aucune tension de commande. C'est le cas des absorbants saturables (AS) à semi-conducteurs à multi-puits quantiques (MQW pour Multi-

Quantum Wells) que nous allons décrire en détails au chapitre 2 et que nous allons étudier dans toute la suite de ce document. Les régénérateurs tout optiques, très souvent réalisés à base de semi-conducteurs et/ou de fibre optique, peuvent être intégrés plus facilement dans les lignes de transmission avec un encombrement minimum. Les dispositifs tout optiques utilisent en général un nombre plus faible de composants que les systèmes hybrides ou électroniques. Nous donnerons un exemple de régénérateur tout optique basé sur une technologie différente de celle proposée ici. Enfin, nous nous intéresserons à la régénération 3R tout optique sous la forme d'un exemple. Dans ce document, il n'est pas question de faire l'état de l'art de tous les types régénérateurs existant mais seulement de donner les principes généraux de la régénération. De nombreuses références se rapportent à la régénération de signaux pour les télécommunications à hauts débits et font l'inventaire exhaustif des régénérateurs 2R ou 3R à 10 Gbit/s et bien au-delà (160Gbit/s) [9][13][60][86][94].

III. A. Premier étage : l'amplification

On a déjà vu qu'il est indispensable de ré-amplifier un signal pour compenser l'atténuation due à la propagation dans une fibre. Pour ce faire, il faut placer des régénérateurs le long de la ligne de transmission. On parle ici de régénérateur 1R pour Ré-amplification. Ceux-ci sont placés à une distance de l'émetteur qui dépend de plusieurs paramètres : la longueur d'onde, la qualité de la fibre, le débit et/ou la distance à couvrir par exemple. Il existe trois types d'amplificateurs :

- le plus utilisé aujourd'hui dans les lignes de transmission est l'amplificateur à fibre dopée erbium EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) dont la courbe de gain est située dans la bande C qui couvre la fenêtre 1530-1560 nm environ. Voici son schéma de principe (Figure 29):

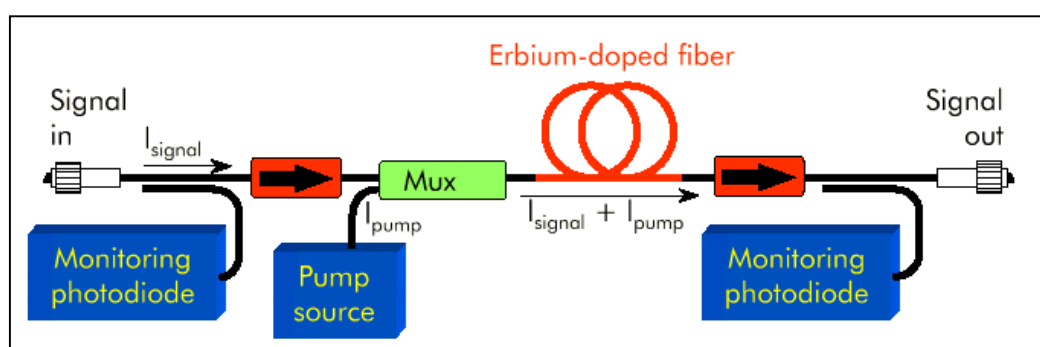


Figure 29. Schéma de principe d'un amplificateur à fibre dopée Erbium (d'après [123])

Une inversion de population est réalisée dans une fibre contenant la terre rare erbium par pompage optique continu grâce à une diode à semi-conducteurs d'une puissance d'environ 200 mW à 980 nm. On peut alors utiliser cet effet laser pour amplifier un signal dans la bande spectrale du gain. On dispose d'un gain jusqu'à 40 dB aujourd'hui. De plus, le temps de vie de la transition étant élevé (> 1 ms) devant les débits de transmission, on ne modifie pas la modulation du signal amplifié.

- L'amplificateur à semi-conducteurs SOA a un principe de fonctionnement un peu différent. Il se présente sous la forme d'une puce semi-conductrice pompée électriquement. En général, le gain disponible est un peu inférieur aux EDFA. Il est également utilisé pour réaliser des fonctions optiques de régénération.
- Le dernier type d'amplificateurs est l'amplificateur Raman qui peut se décrire selon le même schéma qu'un EDFA. La différence majeure est que le processus d'amplification n'est pas basé sur une transition atomique mais sur les vibrations moléculaires de SiO_2 . Les principaux avantages de cet amplificateur sont les suivants : le phénomène peut se produire dans n'importe quel type de fibre (dopée ou non), il peut amplifier un signal à n'importe quelle longueur d'onde et il génère moins de bruit qu'un EDFA [49].

L'EDFA est considéré comme un élément classique présent dans de nombreux systèmes sous-marins ou terrestres et permet d'amplifier plusieurs longueurs d'onde simultanément. Il présente cependant l'inconvénient d'introduire du bruit sur le signal optique qui provient de l'amplification de l'émission spontanée (ESA pour Emission spontanée amplifiée ou ASE en anglais pour Amplified Spontaneous Emission) lors de l'excitation des ions erbium. Cet ESA croît avec la puissance de pompe de l'amplificateur à fibre dopée erbium et la distance entre amplificateurs comme on le voit sur la Figure 30.

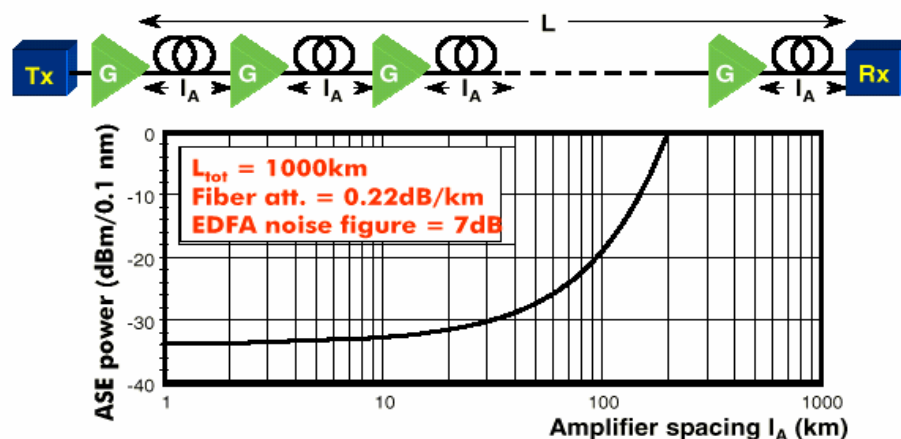


Figure 30. Evolution de l'émission spontanée amplifiée en fonction de la distance entre amplificateurs (d'après [123])

Un paramètre caractéristique de la qualité du signal est le rapport signal sur bruit ou l'OSNR. C'est le ratio entre la puissance du signal et la puissance du bruit. Il rend compte de la proportion 'efficace' de puissance au transport de l'information. Au niveau d'un récepteur, un faible OSNR peut être source d'erreurs de détection. Dans une ligne de transmission sous-marine par exemple, il est nécessaire d'amplifier à plusieurs reprises le signal. La chaîne d'amplificateurs ainsi constituée peut être schématisée comme sur la Figure 31.

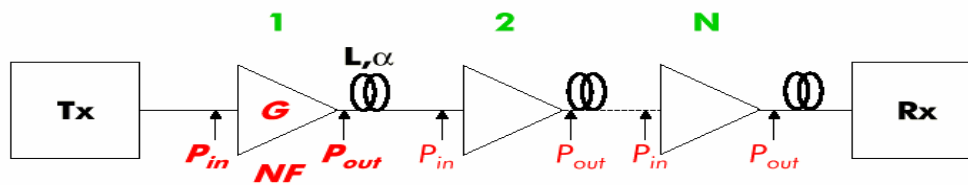


Figure 31. Description d'une ligne de transmission (d'après [123])

On peut exprimer la puissance du bruit accumulée au cours de la propagation dans cette chaîne en décibels par : $P_{\text{bruit}} = NF + 10\log_{10}(N)$ où N est le nombre d'amplificateurs présents dans la ligne et F est le facteur de bruit d'un amplificateur. Même si le gain généré par les amplificateurs compense l'atténuation lors de la propagation dans la fibre optique, la qualité du signal est modifiée. En effet, l'OSNR est affecté du facteur de bruit supplémentaire apporté par l'ESA des amplificateurs à fibre dopée erbium.

De nombreuses améliorations ont déjà été apportées aux EDFA de première génération comme les égaliseurs de gain à base de réseaux de Bragg photo-inscrits dans des fibres qui permettent d'obtenir un gain plat sur toute la bande spectrale de gain pour leur utilisation dans des systèmes WDM. Les travaux de recherche sur les amplificateurs continuent cependant afin de diminuer l'ESA, d'augmenter encore la puissance de sortie ou d'élargir la bande passante. De nouvelles architectures, de nouveaux matériaux et même d'autres types d'amplificateurs tels que l'amplificateur Raman ou l'amplificateur paramétrique, font également l'objet d'études afin d'améliorer les performances de cette fonction d'amplification. Tout en apportant des solutions en ce qui concerne la ré-amplification des signaux optiques, les EDFA génèrent également plusieurs problèmes. Avec la montée en débit des transmissions optiques, tous ces problèmes sont accrus et des fonctions supplémentaires sont nécessaires pour maintenir une bonne qualité du signal au cours de la propagation dans la fibre optique. La remise en forme du signal et/ou sa re-synchronisation avec l'horloge d'émission permet(tent) de maintenir ou d'améliorer le TEB de la transmission.

III. B. Deuxième étage : la remise en forme d'un signal

Un signal ré-amplifié après plusieurs dizaines de kilomètres de propagation dans une fibre optique, présente du bruit d'amplitude comme on l'a vu au paragraphe I.E.1. Il faut alors le remettre en forme. Cette fonction peut se faire de manière électronique, optique ou encore hybride suivant les technologies utilisées.

C'est dans le cadre d'une régénération 2R optique que s'inscrit cette étude. Il s'agit d'utiliser des absorbants saturables (AS) à multi-puits quantiques (MQW pour Multi-Quantum Wells) que nous allons décrire dans le chapitre suivant afin de réaliser la fonction de remise en forme du signal.

III.B.1. Principe

Cette fonction peut être réalisée à partir de portes optiques non-linéaires dont la fonction de transfert est illustrée sur la Figure 32 :

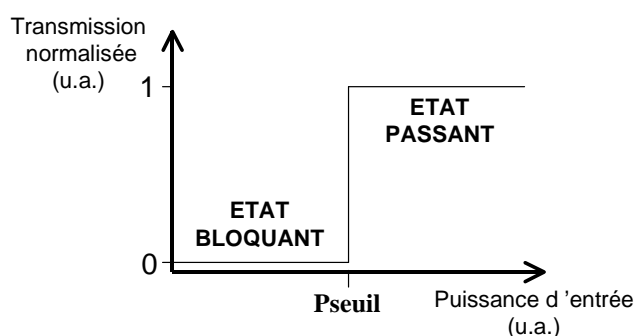


Figure 32. Fonction de transfert d'une porte optique non-linéaire

La fonction de transfert de tels dispositifs présente deux états : un passant et un bloquant. Le basculement du dispositif d'un état à l'autre se fait à partir d'une certaine puissance optique de commande qui dépend du composant utilisé. C'est-à-dire que sous cette puissance de seuil, la porte est bloquante et au-dessus, le composant devient transparent. La commutation dans un état ou dans l'autre est assurée par le signal à remettre en forme.

Un autre aspect très important de la régénération de signaux tout optique est la dynamique de réponse. En effet, l'intérêt principal d'un régénérateur tout optique 2R passif est qu'il ne nécessite pas l'utilisation d'électronique rapide. Il faut donc des dynamiques de commutation rapide pour des transmissions à hauts débits (10 GHz, 40 GHz) voire très hauts débits (> à 40 GHz). Ce qui signifie que le temps de retour à l'équilibre après commutation doit être très inférieur au temps bit de la transmission. On considère qu'il doit être au moins 2.5 fois inférieur au temps bit pour que le comportement en système du composant soit correct. Ce qui représente au maximum 40% du temps bit.

III.B.2. Etat de l'art succinct

Ces portes optiques non-linéaires peuvent être réalisées à partir de miroirs non-linéaires à base de fibre optique (NOLM pour Nonlinear Optical Loop Mirror par exemple [27])[21] ou à base de semi-conducteurs, passifs comme l'AS ou actifs comme les SOA par exemple. Deux types de remise en forme du signal peuvent se présenter suivant la configuration du dispositif. Ils seront décrits à partir de l'exemple d'un AS dans le chapitre suivant au paragraphe V. Une grande partie des régénérateurs 2R actifs actuels sont réalisés à base d'amplificateurs à semi-conducteurs qui en plus de leur fonction d'amplification possèdent des caractéristiques physiques telles qu'ils peuvent également être utilisés en tant que portes optiques non-linéaires. Ces SOA peuvent être associés à des interféromètres de types Sagnac, Michelson ou Mach-Zehnder par exemple [103][28]. Il en existe aussi à base de Modulateurs à Electro-Absorption (MEA) [23], d'autres encore sont tout simplement à base de fibres optiques dont on utilise les propriétés non-linéaires et/ou les caractéristiques de

dispersion particulières [44][82][96]. On peut également utiliser plusieurs de ces techniques simultanément : la référence [12] présente une étude numérique d'un régénérateur 2R WDM (16 voies espacées de 150 GHz) à 40 Gbit/s. Ce régénérateur à base de NOLM, d'amplificateur, de multiplexeur et démultiplexeur permet potentiellement la transmission de signaux gérés en dispersion sur 25000 km. Enfin, on peut utiliser des effets de rotation de la polarisation dans des amplificateurs [114]. Tous ces régénérateurs permettent au moins de réaliser les fonctions d'amplification et de remise en forme. La plupart de ces dispositifs réalisent d'autres fonctions tout optiques telles que la conversion de longueur d'onde ou le démultiplexage temporel [22][112].

On peut signaler que suivant la nature des composants et suivant la configuration dans laquelle ils sont utilisés, on peut avoir deux types de régénération 2R : l'auto-régénération et la régénération croisée. Dans le premier cas, on remet en forme le signal contenant les données et c'est ce même signal qui continue de se propager dans la fibre. Dans le second cas, le signal à régénérer déclenche la porte optique non-linéaire et c'est sur un second signal qu'est retranscrit le message à transmettre en passant à travers la porte optique non-linéaire. Nous verrons cela plus en détails dans le cas d'un AS dans le chapitre 2.

III.B.3. Exemple de régénérateur 2R tout optique

Le régénérateur 2R présenté ici est un régénérateur 2R à 80 Gbit/s basé sur un effet non-linéaire, l'auto-modulation de phase, lors de la propagation dans une fibre optique [44][83]. Un signal pulsé à 10 GHz provient d'un laser fibré en anneau à modes bloqués. Les impulsions sont multiplexées optiquement à 40 GHz grâce à une ligne à retard en fibre à maintien de polarisation et passent ensuite dans un modulateur à électro-absorption en niobate de lithium. Le signal NRZ contenant les données à 40 Gbit/s est issu de la superposition de quatre signaux électriques PRBS $2^{31}-1$ (Pseudo-Random Binary Sequencies) décalés dans le temps. Le signal 80 Gbit/s est obtenu par multiplexage optique de deux signaux RZ à 40 Gbit/s. Le schéma de l'expérience est représenté sur la Figure 33.

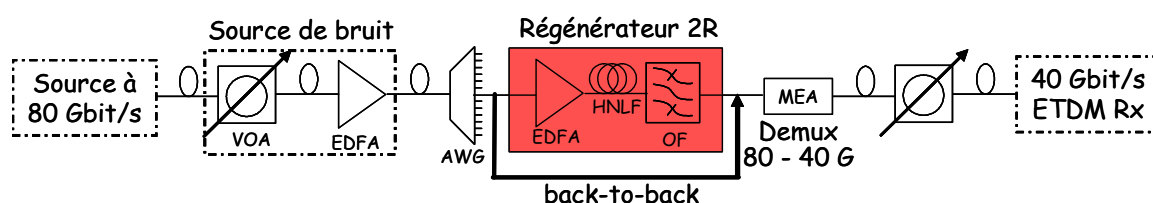


Figure 33. Schéma de l'expérience

Voici, son diagramme de l'œil (Figure 34). L'OSNR peut être réglé en atténuant la puissance à l'entrée de l'EDFA situé avant le routeur AWG, acronyme anglais de Arrayed Wavelength Grating.

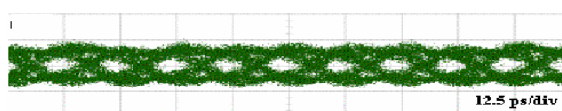


Figure 34. Diagramme de l'œil du signal à 80 Gbit/s (d'après [44])

Le régénérateur est composé d'un EDFA, d'une fibre HNLF pour High NonLinear Fiber et d'un filtre optique passe-bande. La fibre présente les caractéristiques suivantes : un coefficient non-linéaire $8.4 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, des pertes s'élevant à 0.6 dB/km , une dispersion $D = -0.5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à 1550 nm .

Le principe de cette régénération est schématisé sur la Figure 35. Une impulsion, après propagation dans la HNLF, s'élargit spectralement du fait de l'auto-modulation de phase (SPM). Des impulsions d'intensité différentes subissent des élargissements différents. Si certaines conditions concernant le chirp sont réunies, la puissance de chacune des impulsions atteint la même valeur en passant dans le domaine des longueurs d'onde, seule leur largeur varie. Un filtre optique, décalé par rapport à la longueur d'onde d'émission, agit comme une porte optique. Les impulsions les plus faibles en intensité ne passent pas à travers ce filtre optique, on supprime donc une partie du bruit sur les '0' en positionnant la longueur d'onde du filtre suffisamment loin de la longueur centrale d'émission. Les impulsions intenses sont sélectionnées à travers le filtre en longueur d'onde. Les symboles '1' sont donc convertis en une autre longueur d'onde et leur amplitude est quasi-constante. Au final, la ré-amplification du signal est réalisée grâce à l'EDFA et la remise en forme grâce à l'association de la fibre non-linéaire et du filtre optique.

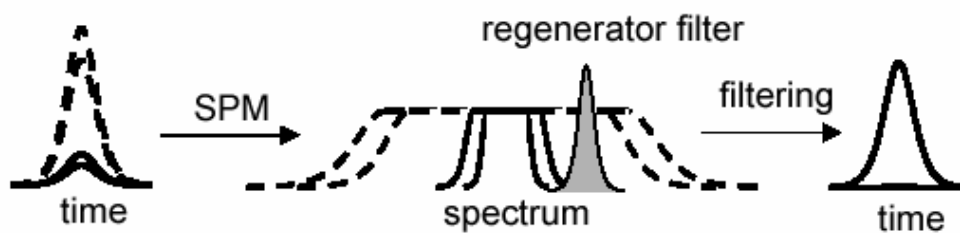


Figure 35. Principe de la régénération (d'après [83])

On voit dans cet exemple que le seuillage de la porte optique peut également se faire en longueur d'onde suivant le type de régénérateur. Les performances de ce régénérateur sont résumées ci-après.

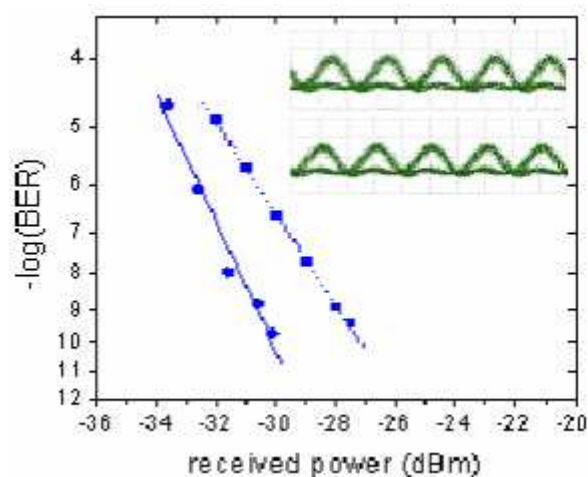


Figure 36. Log(BER) en fonction de la puissance reçue sur le détecteur, avec régénération du signal (cercles) et sans (carrés) (d'après [44])

Sur la Figure 36, est représenté le logarithme du taux d'erreurs binaires en fonction de la puissance incidente sur le récepteur, pour un signal d'OSNR supérieur à 30 dB dans deux situations, avec (cercles) et sans (carrés) régénérateur avant l'ETDM (Electrical Time Division Multiplexing). La sensibilité du détecteur est clairement améliorée de 3dB pour un BER de 10^{-9} . Sur cette même Figure 36, on peut voir le diagramme de l'œil du signal régénéré en haut et en configuration de référence ou back-to-back au-dessous. Sur cette autre figure (Figure 37), on voit la sensibilité du détecteur en fonction de l'OSNR du signal avec régénérateur (cercles pleins) et sans (cercles vides). On a une amélioration de la sensibilité du récepteur d'environ 3 dB tant que l'OSNR est supérieur à 20 dB.

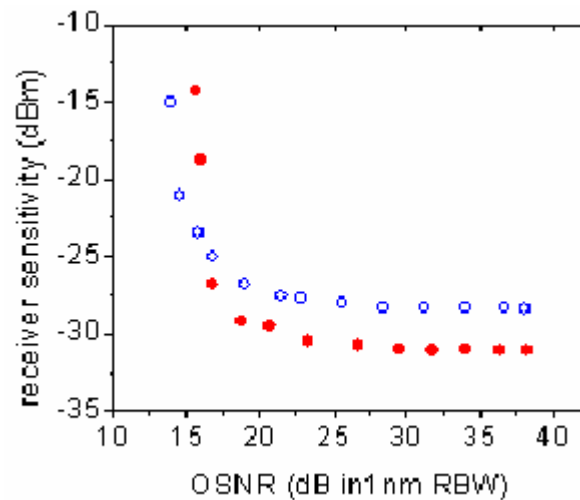


Figure 37. Sensibilité du récepteur en fonction de l'OSNR (d'après [44])

Sur la figure suivante, Figure 38, on peut voir le logarithme du taux d'erreurs binaires en fonction du seuil de décision électrique. La sensibilité du récepteur est -15 dBm et l'OSNR du signal est 20 dB. Les cercles ont trait au signal régénéré et les carrés au back-to-back. De plus, le '0' du seuil de décision figure le centre de l'œil du diagramme de l'œil. De ce fait, les symboles pleins se rapportent aux symboles '1' et les vides aux '0'. L'amélioration du facteur de qualité du signal est d'environ 1.5 dB.

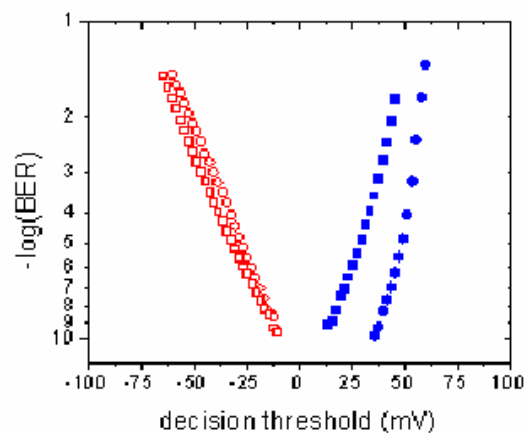


Figure 38. Log(BER) en fonction du seuil de décision électrique (d'après [44])

III. C. Troisième étage : la re-synchronisation

III.C.1. Principe

La re-synchronisation d'un signal se fait grâce à une récupération de l'horloge du signal initial. Elle peut se faire de manière électrique ou optique et permet de recalibrer en temps le signal sur son horloge. Ces décalages en fonction du temps sont en grande partie dus à la gigue temporelle que subit le signal lors de la propagation dans la fibre. Plusieurs projets de recherche tendent à mettre au point des systèmes de récupération d'horloge tout optique afin de réaliser des régénérateurs 3R tout optiques utilisables à très hauts débits. Les régénérateurs 3R permettent donc de passer d'un diagramme de l'œil dégradé (diagramme de gauche de la Figure 39) à un diagramme complètement régénéré (diagramme de droite de la Figure 39).

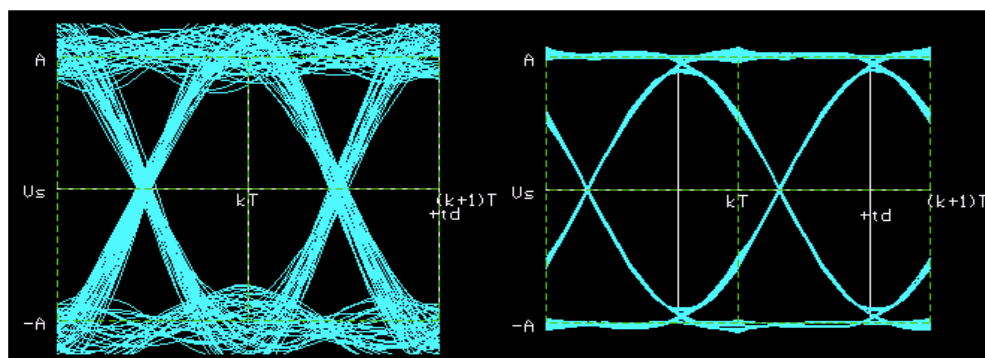


Figure 39. Diagrammes de l'œil d'un signal seulement ré-amplifié (à gauche) et d'un signal totalement régénéré (à droite)

On ne s'étendra pas ici sur la façon d'obtenir une récupération d'horloge. Néanmoins, on peut souligner que les techniques de récupération d'horloge sont optiques, électriques ou le plus souvent hybrides. Certaines d'entre elles utilisent par exemple des SOA [11] ou des MEA [78], d'autres encore sont basées sur l'injection optique dans des lasers [77]. La régénération 3R est indispensable lors de la propagation de signaux sur de très longues distances ou dans le cas d'un multiplexage temporel par exemple.

III.C.2. Exemple de régénérateur 3R

Ce régénérateur 3R est un régénérateur à base de SOA à 40 Gbit/s [93]. Il est schématisé sur la figure ci-dessous. Il s'agit d'un SIPAS (Figure 40), acronyme anglais de Sagnac Interferometer integrated with Parallel-Amplifier Structure (PAS). Le PAS est une structure en semi-conducteurs complètement monolithique composée d'un interféromètre de Mach-Zehnder symétrique muni de SOA insensibles à la polarisation sur chacun de ses bras.

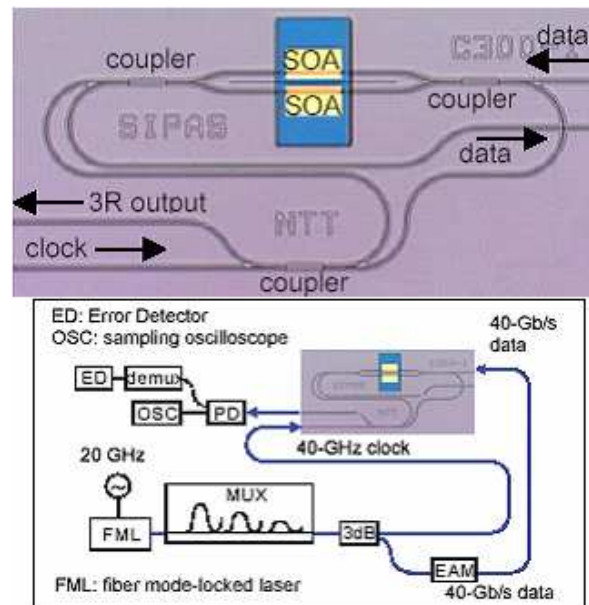


Figure 40. Photographie du SIPAS et schéma du régénérateur 3R (d'après [93])

Une horloge 20 GHz est multiplexée à 40 GHz. Les données à 40 Gbit/s sont générées en modulant une partie de l'horloge à 40 Gbit/s grâce à un modulateur à électro-absorption. Le signal contenant les données est déformé après passage à travers un émulateur de PMD (pour Polarization Mode Dispersion). En sortie du régénérateur, on mesure les performances du régénérateur après démultiplexage à 10 Gbit/s ou on observe le signal grâce à un oscilloscope à échantillonnage de bande passante 50 GHz.

On injecte le signal déformé en entrée du régénérateur, la ré-amplification et la remise en forme du signal sont réalisées grâce au PAS. L'horloge est réinjectée dans le SIPAS et permet de re-synchroniser le signal. Les pénalités engendrées par ce régénérateur sont de 2.4 dB pour un BER de 10^{-9} comme le montre la courbe de BER de la Figure 41. Le diagramme de l'œil en entrée et en sortie du régénérateur sont représentés en a et b à droite de la courbe de BER sur la Figure 41. On voit nettement l'amélioration de la qualité du signal.

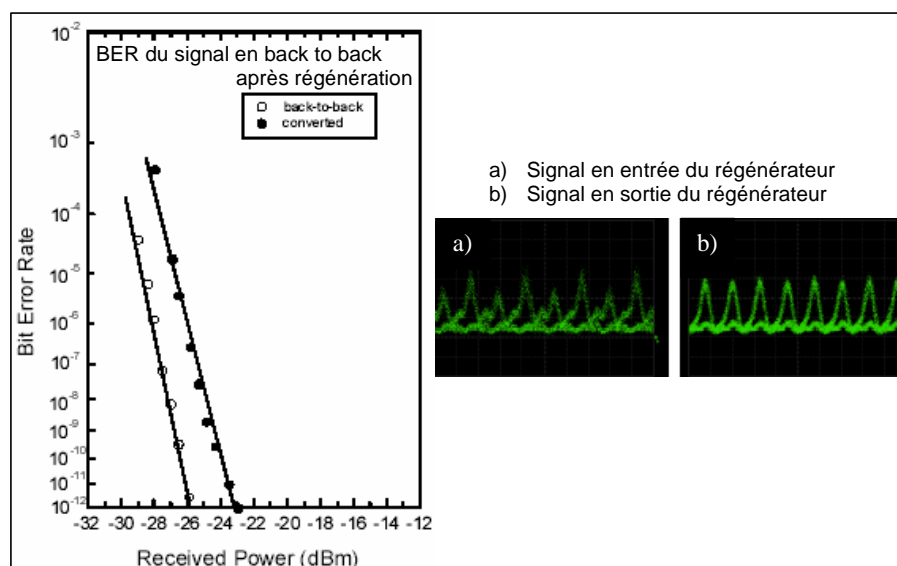


Figure 41. Performances du régénérateur 3R (d'après [93])

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord décrit une ligne de transmission type et énuméré les principaux problèmes rencontrés lors de la propagation d'un signal optique dans une fibre. Suite à l'augmentation des capacités des lignes, certains de ces problèmes peuvent être exacerbés et de nouveaux apparaissent. C'est l'accumulation des atténuations et déformations d'un signal lors de sa propagation qui justifie l'utilisation de régénérateurs au bout d'une certaine distance de propagation du signal dans la fibre. Cette distance dépend des caractéristiques de la liaison et du signal. On pourra au niveau du réseau métropolitain se contenter d'une régénération 2R alors qu'une propagation dans des lignes sous-marines nécessite une régénération 3R. Certains effets non désirables peuvent être accentués par les effets de la dispersion lors de la propagation. Pour cette raison, on a tendance à s'orienter vers une gestion de la dispersion sur les lignes longue distance en particulier. Comme nous l'avons vu dans le dernier paragraphe de ce chapitre, la régénération d'un signal après environ une centaine de kilomètres devient indispensable pour pallier l'atténuation du signal dans la fibre optique. Puis, suivant le type de liaison, une remise en forme et/ou une re-synchronisation du signal sont réalisées. De nombreux régénérateurs 2R aussi bien que 3R ont déjà été démontrés à des débits relativement élevés (10 Gbit/s et plus). Mais ces deux fonctions qui peuvent être réalisées à partir d'éléments électroniques voient s'approcher leurs limites d'utilisation du fait de la montée en débit des liaisons. On cherche entre autres à remplacer les portes logiques électroniques par des portes optiques non-linéaires à bande passante moins limitée que l'électronique. Les matériaux semi-conducteurs sont visés pour réaliser ces fonctions tout optiques puisqu'ils permettent de réaliser la plupart des fonctions optiques de régénération et présentent en plus l'avantage d'être très compacts et d'être facilement intégrables à d'autres dispositifs semi-conducteurs. C'est le cas des absorbants saturables qui sont des structures semi-conductrices à multi-puits quantiques dont nous allons présenter les propriétés dans le chapitre suivant. Une autre caractéristique intéressante explique l'intérêt qu'ils suscitent : ils sont totalement passifs, c'est-à-dire qu'ils ne nécessitent aucune tension électrique de commande.

CHAPITRE 2

Chapitre 2 : Les absorbants saturables semi-conducteurs à multi-puits quantiques pour la régénération tout optique

Dans ce chapitre, nous allons expliquer comment un absorbant saturable (AS) à multi-puits quantiques (MQW pour Multi-Quantum Wells) peut être utilisé en tant que porte optique non-linéaire dans des systèmes régénérateurs de signaux binaires. Nous allons donner le cahier des charges de ce composant pour la régénération tout optique à hauts débits.

Pour mieux comprendre le choix de la structure à MQW par rapport à un matériau massif semi-conducteur, il est indispensable de connaître quelques propriétés des semi-conducteurs à MQW d'un point de vue quantique. C'est ce que nous proposons d'explicitier par la suite. Nous verrons également comment sont élaborées ces structures et l'origine du phénomène responsable de la forme particulière de la courbe d'absorption des MQW. Puis, on expliquera quelles modifications on peut leur apporter afin qu'elles répondent aux critères (constante de temps, contraste) imposés pour une utilisation en tant que régénérateur tout optique passif à hauts débits. Nous donnerons le principe de la technique utilisée pour réduire le temps de retour à l'équilibre des porteurs des AS testés au cours de cette thèse, le dopage au fer. Puis, nous décrirons leur structure en détaillant plus particulièrement les AS en micro-cavité.

Comme on l'a dit dans le chapitre 1, il peut exister deux types de régénération 2R suivant la configuration du dispositif. Elles seront expliquées à partir de l'exemple de l'AS. Nous ferons ensuite un état de l'art de ces AS utilisés pour la régénération. Des études numériques ont montré très tôt les bénéfices de l'insertion de telles AS dans des lignes de transmission notamment dans le cas d'une propagation soliton. Nous donnerons quelques exemples des réalisations de régénérateurs tout optiques à base d'AS à MQW. Enfin, nous nous intéresserons aux autres applications des AS.

I. L'AS : une porte optique non-linéaire

Les propriétés physiques des AS semi-conducteurs à multi-puits quantiques seront traitées plus en détails dans la suite de ce chapitre, nous pouvons néanmoins donner, dès à présent, le principe de fonctionnement général des AS.

I. A. L'absorption saturable : un phénomène non-linéaire

On observe comme dans le cas de toutes les portes optiques non-linéaires, une commutation à partir d'une puissance de seuil d'entrée. Ici, c'est l'absorption qui varie en fonction de la puissance d'un faisceau lumineux incident (Figure 42).

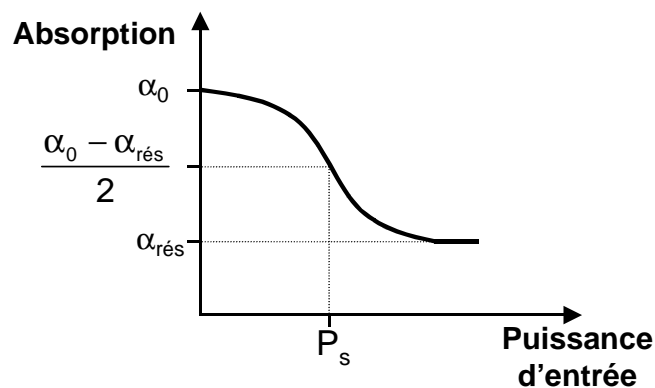


Figure 42. Courbe d'absorption en fonction de la puissance incidente

Les AS présentent un coefficient d'absorption à l'équilibre, α_0 dont la valeur dépend de la nature de l'AS. On considère qu'à faible signal incident cette valeur est la valeur du coefficient d'absorption. Ce coefficient d'absorption évolue selon la loi suivante en fonction de la puissance d'entrée :

$$\alpha = \frac{\alpha_0 - \alpha_{rés}}{1 + P/P_{sat}} + \alpha_{rés}, \text{ où } P \text{ est la puissance d'entrée et } P_s \text{ la puissance de seuil ou de saturation de}$$

l'absorption. Cette puissance est définie comme étant la puissance nécessaire à réduire de moitié l'absorption initiale. On assimile cette puissance au seuil d'activation des effets non-linéaires. Quand l'absorption est complètement saturée, le coefficient d'absorption prend une valeur minimale qu'on appelle absorption résiduelle, $\alpha_{rés}$. On essaie en général de faire tendre cette valeur vers 0 afin de minimiser les pertes de puissance quand l'AS est transparent.

I. B. La transmission d'une porte optique non-linéaire à base d'AS

La transmission d'une porte optique non-linéaire à base d'AS est de la forme suivante (Figure 43) :

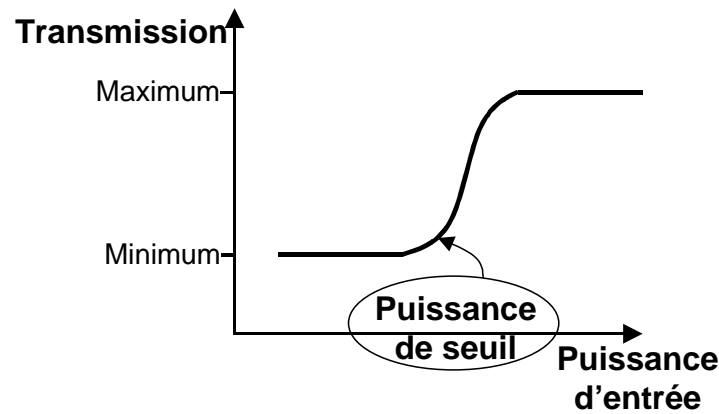


Figure 43. Fonction de transmission d'un AS en fonction de la puissance incidente

On remarque qu'il ne s'agit pas d'une transition selon un mode de tout ou rien comme le montrait le schéma d'une porte optique non-linéaire idéale mais plutôt d'une transition entre une transmission minimale et une transmission maximale comme le montre le schéma. On a une transmission minimale quand le coefficient d'absorption a la valeur α_0 et maximale quand $\alpha = \alpha_{rés}$. L'efficacité de la transmission d'un AS dépend donc de ces deux valeurs extrêmes du coefficient d'absorption. Plus l'amplitude des variations de l'absorption est importante et plus la différence de transmission entre faible signal et fort signal incident est grande. On voit d'ores et déjà ici l'importance de ce facteur dans le cadre d'une régénération optique. De plus, on peut noter que la transition entre l'état passant et l'état bloquant de la transmission ne se fait pas de manière abrupte comme dans le cas d'une porte idéale, mais elle suit les mêmes variations que le coefficient d'absorption.

I. C. Les contraintes des télécommunications

Pour résumer, pour qu'un AS réponde aux contraintes des télécommunications optiques, il est nécessaire qu'il présente :

- une amplitude de variations de l'absorption importante,
- une absorption résiduelle proche de 0,
- un temps de réponse très court, au maximum 40% du temps bit de la transmission (40 ps maximum pour une transmission à 10 Gbit/s par exemple). Dans le cas des AS à semi-conducteurs, il existe des techniques pour diminuer ce temps de retour à l'équilibre des porteurs. Ces méthodes sont présentées un peu plus tard dans ce chapitre, paragraphe III.B.1.
- Il faut aussi que la puissance optique de commande soit compatible avec les puissances disponibles en ligne. Or, celle-ci est en général relativement élevée dans le cas des semi-conducteurs. Pour pallier à cet inconvénient, on place les AS à semi-conducteurs dans des cavités Fabry-Perot afin d'exalter le champ optique incident et de diminuer la puissance de seuil de la commutation. La mise en cavité de l'AS permet d'améliorer également l'amplitude

des variations de l'absorption. L'AS n'est plus alors utilisé en transmission mais en réflexion, on parle de Miroir Non-Linéaire (MNL). Nous verrons cela au paragraphe III. C

Pour le moment, nous allons expliquer le choix d'une structure MQW et l'origine de la forme de la courbe d'absorption de ce composant.

II. Rappels sur les semi-conducteurs à multi-puits quantiques

II. A. Les semi-conducteurs III-V

Les absorbants saturables utilisés dans les expériences qui vont suivre sont des empilements de puits quantiques InGaAs/InP, composés réalisés à partir des éléments de la troisième et de la cinquième colonne du tableau de classification périodique de Mendeleiev. Les semi-conducteurs III-V ont une bande d'énergie interdite directe, c'est-à-dire qu'ils peuvent émettre ou absorber de la lumière sans l'aide des vibrations du réseau cristallin. Ils ont aussi une forte mobilité de porteurs et peuvent être dopés facilement. La caractéristique la plus importante est, sans doute, qu'ils peuvent former des solutions solides variées de même structure cristalline avec une relativement bonne correspondance de paramètre de maille, assurant ainsi une bonne cohésion au cristal, comme le montre la Figure 44. Ces solutions solides présentent également des indices de réfraction et des largeurs de bandes d'énergies interdites, plus communément appelées énergies de gap, très différents.

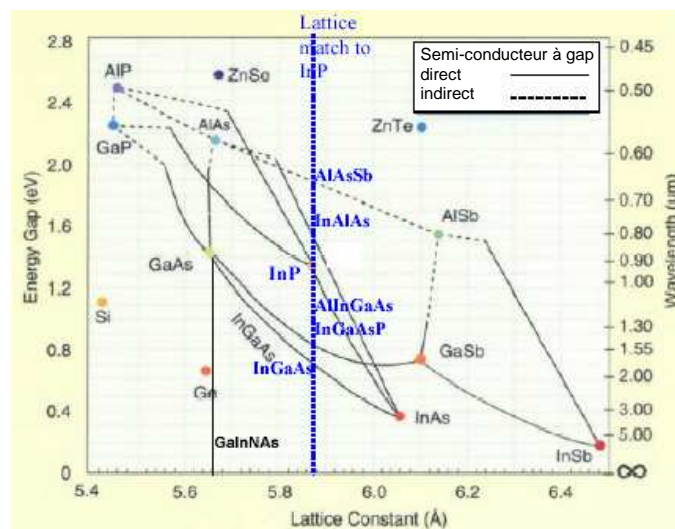


Figure 44. Diagramme de la largeur du gap des semi-conducteurs III-V (E_g en eV) et longueur d'onde (en μm) en fonction du paramètre de maille du cristal (a en Å)

Les structures à multi-puits quantiques réalisées à partir de ces éléments sont un empilement de couches alternées d'un composé binaire et d'un second composé, ternaire ou quaternaire, de plus basse énergie de gap, disposées sur un substrat. Dans les AS testés durant cette thèse, le composé binaire est du phosphure d'indium (InP) et le composé ternaire est InGaAs (autre exemple : GaAs/AlGaAs, InP/AlInP, ...). L'épaisseur des couches est généralement de l'ordre de 100 Å. La

référence [105] est la dernière mise à jour des paramètres caractéristiques se rapportant aux semi-conducteurs constitués à base d'éléments III-V.

II. B. Les techniques de croissance de semi-conducteurs par épitaxie

Les techniques de croissance des multi-puits quantiques sont basées sur l'épithaxie. Le procédé d'épithaxie consiste à déposer des atomes d'une espèce chimique sur un cristal préexistant dont le paramètre de maille ou paramètre cristallin est peu éloigné. On peut ainsi élaborer des couches extrêmement minces (très inférieures au micromètre). Les deux techniques les plus courantes sont l'épithaxie par jet moléculaire ou MBE (pour Molecular Beam Epitaxy) et la MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition) aussi appelée MOVPE (Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy). Le procédé d'épithaxie par jet moléculaire peut se schématiser de la façon suivante (Figure 45).

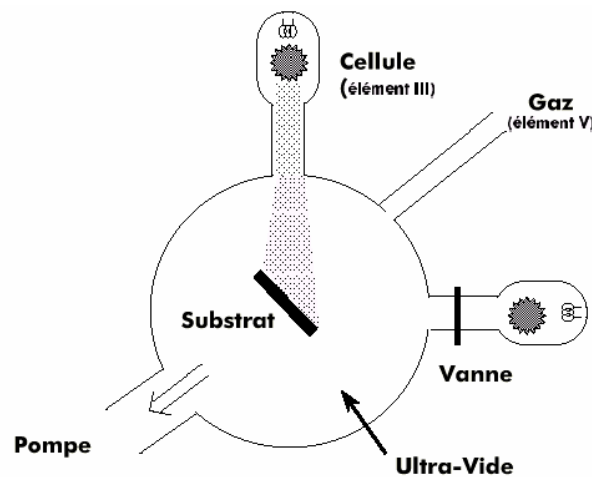


Figure 45. Schéma de l'épithaxie par jet moléculaire (MBE) (d'après [124])

Il s'agit d'une technique de croissance sous ultra-vide. On fait se déposer sur un substrat des flux atomiques ou moléculaires provenant de sources solides ou gazeuses. Les éléments atomiques ou moléculaires sont obtenus soit par craquage thermique ou par sublimation de sources solides par effet Joule. Cette technique permet un contrôle de la croissance avec une précision de la monocouche atomique et l'obtention d'interfaces cristallines abruptes. C'est la technique utilisée pour élaborer les AS à MQW testés lors de cette thèse.

Une autre technique, la MOVPE décrite sur la Figure 46, consiste en une injection de gaz précurseurs dans une enceinte où un substrat est chauffé. Une réaction de surface permet la croissance cristalline avec une précision inférieure au nanomètre. La réaction est contrôlée par la composition des gaz et la cinétique de la réaction est régie par leur flux.

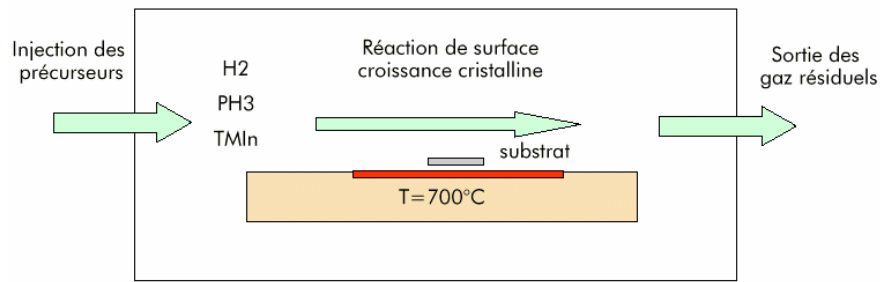


Figure 46. Schéma de principe de la MOVPE (d'après [124])

Les propriétés optiques et la dynamique des structures MQW dépendent de la technique d'épitaxie utilisée pour déposer les couches minces sur un substrat [14][29].

II. C. Description succincte de la structure de bandes des MQW

Le réseau périodique d'hétérojonctions telles que InGaAs/InP crée des discontinuités d'énergies interdites. Ces discontinuités d'énergies de gap (E_g , E_g') entraînent des variations de niveaux des bandes de valence et de conduction (ΔE_v , ΔE_c) [17]. Un schéma de ces variations est présenté sur la Figure 47.

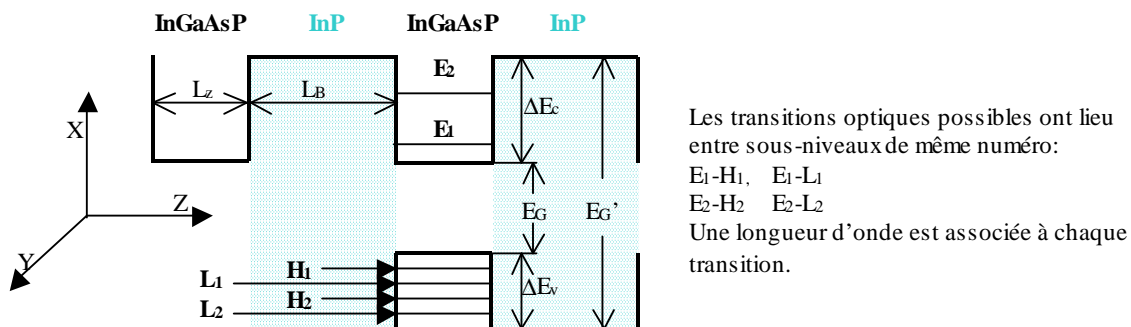


Figure 47. Schéma des sous-bandes d'énergies habituellement présentes dans une structure à MQW dont les puits sont de l'ordre de 100 Å

On a alors un confinement des porteurs dans les couches ternaires ou quaternaires, encore appelées puits, incluses dans des barrières de composés binaires. Dans ces puits, les électrons (e) et les trous (h) sont libres de se déplacer dans le plan des couches (x,y) et leur mouvement dans la direction perpendiculaire aux couches (z) est contrôlé par les discontinuités de potentiels aux interfaces. Quand ces discontinuités d'énergies sont assez importantes et la largeur des barrières (L_b) grande devant la largeur du puits (L_z), on peut considérer chaque puits comme étant indépendant. Chaque porteur peut alors être considéré comme une particule dans une boîte quantique 2D, la largeur du puits L_z étant très inférieure aux longueurs L_x et L_y dans le plan de mobilité des porteurs. On a une quantification des énergies et des fonctions d'ondes dans la direction z, donnant un spectre discret de sous-bandes d'énergies bidimensionnelles (E_i dans la bande de conduction, H_i et L_i dans la bande de valence pour les trous lourds et les trous légers). Les états discrets (valeurs propres) et

autorisés pouvant être pris par les électrons et les trous sont déterminés en résolvant l'équation de Schrödinger et en s'assurant de la continuité de la fonction d'onde (fonction propre) aux interfaces (conditions aux limites). Les niveaux d'énergie sont déterminés en considérant le modèle du puits de potentiel de profondeur finie, la discontinuité de bande pour les structures des bandes de conduction et de valence étant obtenue à partir de la relation:

$$\Delta E_c = 0,67 \times (E_g(\text{InP}) - E_g(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}))$$

$$\Delta E_v = 0,33 \times (E_g(\text{InP}) - E_g(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y})) \text{ en eV}$$

où $E_g(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y})$ et $E_g(\text{InP})$ représentent respectivement l'énergie du gap ou de bande interdite des matériaux $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ et InP . Les proportions 2/3 et 1/3 de la différence des énergies de gap couramment admises, ont été fixées empiriquement à partir d'observations expérimentales. La concentration en Gallium de l'alliage est donnée par le facteur x et celle en Arsenic par y . Dans la suite du paragraphe, on va déterminer les valeurs des énergies de gap des matériaux InGaAs et InP . Les énergies de gap des matériaux ternaires ou quaternaires dépendent des concentrations des éléments de l'alliage et des énergies de gap de tous les composés binaires qu'il est possible de constituer à partir de cet alliage. De plus, l'énergie de gap est fonction de la température et suit la relation empirique suivante appelée relation de Varshni [105] :

$$E_g(T) = E_g(T=0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \text{ où } E_g \text{ à } 0\text{K}, \alpha \text{ et } \beta \text{ sont des constantes dépendant du matériau. } E_g$$

s'exprime en électron-Volts et T en degrés Kelvin. Il existe certaines exceptions à cette loi, c'est le cas de l'énergie de gap de GaP . Le tableau de la Figure 48 donne l'expression générale de l'énergie de gap en fonction de la température et la valeur à 300 °K d' InP , d' InAs , de GaAs et de GaP .

MATERIAU	InP	InAs	GaAs	GaP
$E_g(T \text{ en } ^\circ\text{K})$ en eV	$1.424 - \frac{5.405 \cdot 10^{-4} \times T^2}{(T + 305)}$	$0.418 - \frac{3.905 \cdot 10^{-4} \times T^2}{(T + 248)}$	$1.5192 - \frac{5.405 \cdot 10^{-4} \times T^2}{(T + 204)}$	$2.895 - 2.8 \cdot 10^{-2} \times T^{1.5}$
$E_g \text{ à } 300^\circ\text{K}$	1.344	0.354	1.423	2.781

Figure 48. Tableau récapitulatif des énergies de gap en fonction de la température (d'après 0

L'énergie de gap de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ s'exprime à partir des énergies de gap des matériaux cités et des concentrations x et y en Ga et As respectivement de l'alliage :

$$E_g(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}) = x.y.E_g(\text{GaAs}) + (1-x).y.E_g(\text{InAs}) + x.(1-y).E_g(\text{GaP}) + (1-x).(1-y).E_g(\text{InP})$$

Notons que pour rester à l'accord de maille sur InP , les concentrations x et y de l'alliage doivent respecter la relation suivante: $x = \frac{0.1896 \times y}{0.4176 - 0.0125 \times y}$ (d'après [1]).

Quand y varie de 0 à 1, le matériau correspondant se situe entre l'alliage binaire InP et l'alliage ternaire $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. L'augmentation de y entraîne une diminution du gap et une augmentation de l'indice de réfraction. L'énergie de gap de $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à 300°K est 0.856 eV. Les relations et les

valeurs ci-dessus sont celles utilisées dans le reste du document. L'énergie de gap de $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$ à 300K d'après la référence [115] est 821.5 meV et $dE_g/dT = -0.348 \text{ meV/K}$.

II. D. Description quantique

Dans ce paragraphe, nous allons, sans démonstration, donner l'expression des principales grandeurs qui permettent d'expliquer la forme en marches d'escalier de la courbe d'absorption dans les MQW.

II.D.1. Puits quantique de profondeur infinie

Un puits quantique de profondeur infinie (et de largeur de barrières infinies) donne naissance à une infinité d'états, dont les énergies et les fonctions d'ondes s'expriment de la façon suivante et sont solutions de l'équation de Schrödinger :

$$E_n^\infty = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\pi \frac{n}{L_z} \right)^2 \quad \text{et} \quad \varphi_n(z) = \left(\frac{2}{L_z} \right)^{1/2} \sin \left(\pi n \frac{z}{L_z} \right)$$

où n est un nombre entier, L_z la largeur du puits et m^* la masse effective suivant la normale aux couches.

II.D.2. Puits quantique de profondeur finie

II.D.2.a) *Fonction d'onde et niveaux d'énergie*

Quand la profondeur du puits est finie, le nombre d'états est limité. Les fonctions d'ondes correspondantes sont des sinusoides dans les puits et des exponentielles dans les barrières. Pour un puits symétrique, les énergies E_n sont solutions de :

$$x^{1/2} \begin{cases} \cotan(\pi/2 x^{1/2}) \\ \tan(\pi/2 x^{1/2}) \end{cases} = \pm (y - x)^{1/2} \quad \text{où } x = (E_n/E_n^\infty) \text{ et } y = (V/E_n^\infty) \text{ sont respectivement l'énergie et la}$$

hauteur du potentiel de la barrière normalisées. Suivant qu'on cherche les solutions dans la bande de valence ou dans la bande de conduction, E_n est :

- $E_{n,v}$ dans la bande de valence en prenant un axe des énergies ayant pour origine le haut de la bande de valence et dirigé vers le bas.
- $E_{n,c}$ dans la bande de conduction en prenant un axe des énergies ayant pour origine le bas de la bande de conduction et dirigé vers le haut.

V est soit ΔE_v soit ΔE_c , respectivement différence de potentiels (ou hauteur des puits) entre les bandes de valence et de conduction.

Il existe toujours au moins une sous-bande d'énergie. Si la profondeur du puits est très supérieure à E_n^∞ , la première sous-bande d'énergie E_n a une énergie proche du cas où le puits a une profondeur infinie.

Quand la particule est confinée dans la direction z , on obtient des sous-bandes d'énergie

$$\text{bidimensionnelles : } E_{c,v} = E_{n;c,v} + \frac{\hbar^2}{2m_{c,v}^*} (k_x^2 + k_y^2).$$

Il faut toutefois préciser que les considérations précédentes sont justes tant que la largeur de la barrière L_b reste grande devant celle du puits L_z . On peut aussi souligner que dans un puits quantique, plus L_z diminue et plus la fonction d'onde rentre dans le milieu des barrières et plus les niveaux d'énergie s'éloignent des bords de bandes. A partir d'une certaine valeur de la largeur du puits que l'on va nommer $L_{z \text{ lim}}$, il se produit un déconfinement des porteurs : c'est-à-dire que la probabilité de trouver les porteurs dans les barrières plutôt que dans les puits augmente.

Quand L_b devient inférieure à L_z , les puits sont très rapprochés et les fonctions d'onde se recouvrent : on a à faire à des super-réseaux.

II.D.2.b) Densité d'états et absorption

La densité d'états joints qui représente le nombre d'états permis par unité de volume correspondante est une série de fonctions en marches d'escalier :

$$\rho_j^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sum_n H(E - E_{||}) \text{ où } E_{||} = E_g + E_{n;c} + E_{n;v} \text{ et } H(E - E_{||}) \text{ est la fonction d'Heaviside.}$$

Les MQW réels présentent des propriétés quantiques intermédiaires entre le cas matériau 2D et 3D (en effet, les états dont l'énergie se trouve au-dessus des discontinuités de bande forment un continuum tridimensionnel). On peut toutefois considérer que pour les premières transitions énergétiques, on a à faire à un matériau 2D.

Comme on le voit sur la Figure 49 suivante, la densité d'états joints ρ_j , qui est parabolique dans un semi-conducteur 3D, devient pour le cas 2D une distribution en marches d'escalier à chacune des transitions énergétiques possibles.

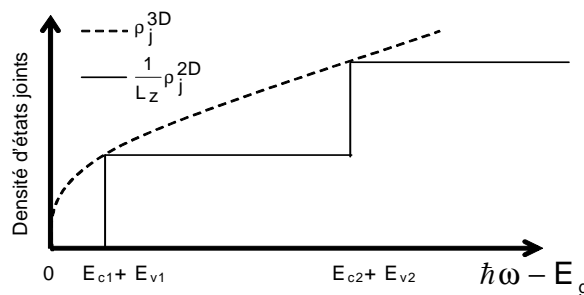


Figure 49. Densités d'états joints dans les cas 2D et 3D (ρ^{3D} [m^{-3}], ρ^{2D} [m^{-2}] et L_z [m], la largeur du puits quantique)

L'absorption dans les MQW est directement proportionnelle à la densité d'états. Elle présente donc un profil identique à celle-ci.

II. E. L'exciton

Dans cette description, on peut également prendre en considération une autre contribution, celle de l'exciton. L'exciton est une paire électron-trou en interaction coulombienne. Ces excitons sont responsables d'une absorption résonante à l'intérieur de la bande d'énergie interdite.

II.E.1. Description

Du fait du confinement des MQW, les porteurs, les trous de la bande de valence et les électrons de la bande de conduction, vont interagir. Ils sont généralement dissociés dans les semi-conducteurs massifs à l'exception des matériaux très purs et à basse température. Pour modéliser l'exciton, on considère celui-ci comme un pseudo-atome dans lequel l'électron serait en orbite autour du trou. En introduisant les masses effectives (m_e^* pour les électrons et m_h^* pour les trous) d'un semi-conducteur et la constante diélectrique (ϵ), la théorie se rapportant à l'atome d'hydrogène peut être appliquée à l'exciton pour donner une description relativement correcte du système : dans le cas des semi-conducteurs massifs, les grandeurs caractéristiques sont le Rydberg $R_y = e^4 \mu^* / 2\epsilon^2 \hbar^2$ pour l'énergie et le rayon de Bohr $a_0 = \epsilon \hbar^2 / e^2 \mu^*$ pour la distance moyenne entre l'électron et le trou, où μ^* est la masse réduite du système électron-trou : $(\mu^*)^{-1} = (m_e^*)^{-1} + (m_h^*)^{-1}$. Dans le cas des MQW, à température ambiante, les excitons ne sont plus dissociés et le confinement des porteurs renforce l'attraction existant entre les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence. Les effets des excitons sont de ce fait plus importants. L'exciton est alors déformé dans la direction de croissance des couches. Ceci est représenté sur la Figure 50. Les courbes pointillées montrent les fonctions d'ondes des porteurs et les surfaces hachurées représentent les coupes des excitons selon l'axe de croissance z : c'est une sphère dans le cas d'un semi-conducteur massif (à droite), et un disque plat inscrit dans le puits lorsqu'il s'agit de MQW (à gauche) [87].

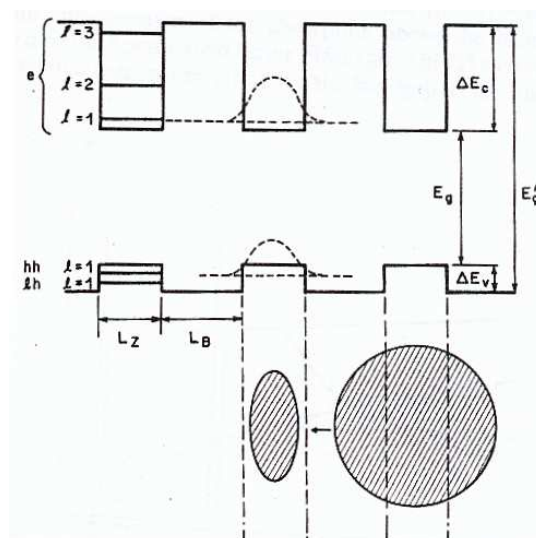


Figure 50. Schéma de la forme des excitons dans un puits quantiques et dans le cas semi-conducteur massif selon l'axe z , l'axe normal aux couches (d'après [118])

II.E.2. Effets de l'exciton sur le spectre d'absorption

Le tableau qui suit (Figure 51) donne les paramètres décrivant les excitons dans des semi-conducteurs 2D (MQW) et 3D (semi-conducteur massif)[62]. E_n porte le nom d'énergie de liaison, c'est la différence d'énergie entre l'exciton et le bord de la bande interdite. Les lettres n , l et m sont des nombre quantiques, θ l'angle azimutal rapporté au repère et ϕ un facteur de phase, enfin, R_y est le Rydberg.

	3D	2D
Fonction d'onde	$R_{n,l,m}(r)P_l^m(\cos\theta)\exp^{im\phi}$	$R_{n-1/2,m}(r)\exp^{im\phi}$
Energie de liaison	$E_{n \text{ liaison}}^{3D} = -\frac{R_y}{n^2}$	$E_{n \text{ liaison}}^{2D} = -\frac{R_y}{(n-1/2)^2}$

Figure 51. Tableau comparatif entre les cas semi-conducteurs 2D et 3D

Le confinement des excitons dans les MQW entraîne, sur la fonction d'onde, une modification de la dépendance selon l'angle azimutal. Par voie de conséquence, le nombre quantique principal n'est plus n mais $n-1/2$. Dans le cas 2D pur, l'énergie de liaison au niveau fondamental est quatre fois plus élevée que dans le cas 3D. Son énergie de transition est $E_n = E_g - E_{n \text{ liaison}}^{2D}$.

Quand l'interaction coulombienne est considérée dans l'expression de l'absorption, un spectre hydrogénoïde apparaît : des pics d'absorption excitonique apportent leur contribution aux marches d'escalier (Figure 52). Suivant la largeur des puits, au niveau d'une transition, on a à faire à deux pics d'absorption : le plus important est celui des trous lourds, l'autre celui des trous légers. Il faut également noter que les énergies de transition sont ici inférieures d'une valeur qui est celle de l'énergie de liaison de l'exciton considéré.

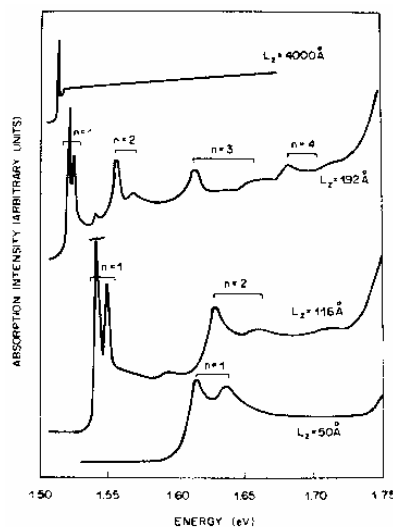


Figure 52. Spectre d'absorption faisant apparaître les pics excitoniques en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de la largeur du puits L_z (d'après [118])

A température ambiante, pour être visible, le pic excitonique présent dans le spectre d'absorption doit avoir une largeur de raie Γ inférieure à son énergie de transition. Γ varie avec la température selon la relation tirée de la référence [18] :

$$\Gamma(T) = \Gamma_0 + \frac{\Gamma_1}{(\exp(\hbar\omega_{LO}/kT) - 1)}$$

La largeur de raie d'un exciton est constituée de deux contributions. La première, indépendante de la température, est un terme d'élargissement inhomogène constant pour un matériau donné. La contribution dépendant de la température découle de l'interaction des excitons avec des phonons optiques longitudinaux.

$\hbar\Gamma_0$ est l'élargissement inhomogène (≈ 2 meV pour un MQW GaAs/AlGaAs).

$\hbar\Gamma_1$ est l'élargissement homogène (≈ 5 meV).

$\hbar\omega_{LO}$ est l'énergie du phonon optique longitudinal (≈ 36 meV).

Dans les MQW, la largeur de raie est toujours inférieure à son énergie de transition. C'est pour cette raison que le spectre optique d'absorption présente des résonances excitoniques près de la bande d'énergie interdite, rendant compte des interactions électron-trou, même à température ambiante.

II. F. La saturation de l'absorption excitonique

II.F.1. Blanchiment du pic excitonique

Il est possible de minimiser les effets des excitons et donc de diminuer la valeur du coefficient d'absorption en soumettant le MQW à une intensité lumineuse. On parle d'écrantage ou de blanchiment du pic d'absorption excitonique. Le phénomène de saturation de l'absorption des MQW a fait l'objet de nombreux articles depuis le milieu des années 80. Le comportement des MQW a été étudié aussi bien sous excitation non-résonante avec des impulsions ultra-courtes [29] ou plus longues ($>ps$) [30][110] que sous excitation résonante dans les mêmes conditions[87] [48]. Deux références résument tous ces phénomènes de relaxation et la dynamique qui leur est associée [19][88]. Autour de la résonance excitonique, la saturation de l'absorption sous excitation résonnante est provoquée instantanément et pendant des temps très courts (200-300fs durée de vie des excitons à l'ambiante) par le gaz d'excitons produit par l'excitation elle-même. Ce gaz d'excitons s'ionise ensuite en un gaz de porteurs libres avec une durée de vie de l'ordre de quelques ns. Sur la Figure 53 et la Figure 46, on visualise la saturation de l'absorption excitonique en fonction de l'augmentation de l'excitation lumineuse.

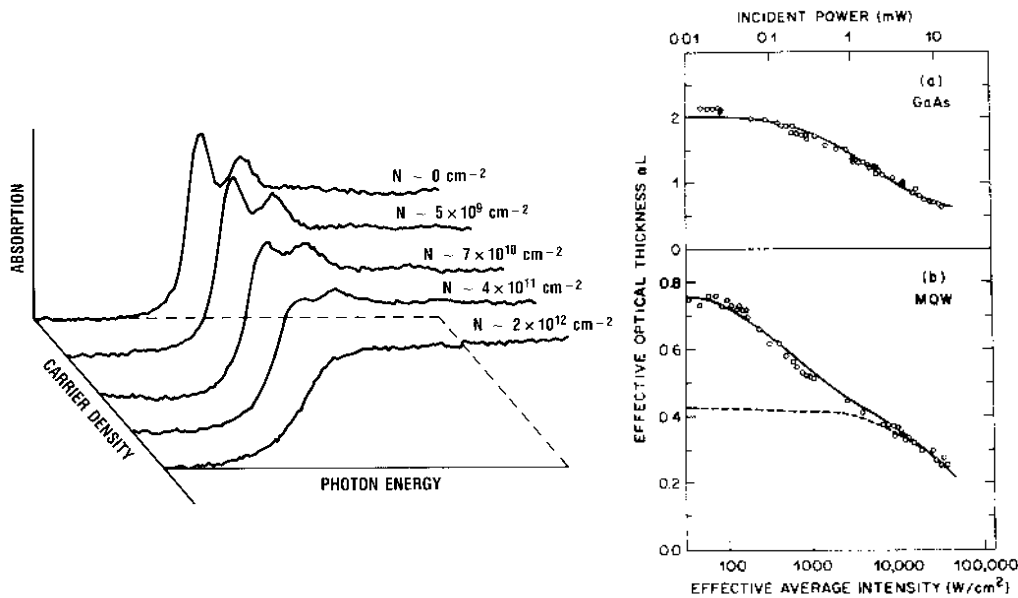


Figure 53 et Figure 54. Spectre d'absorption en fonction de l'énergie pour plusieurs valeurs de l'intensité incidente pour un MQW AlGaAs/GaAs et courbe présentant la dépendance de l'absorption optique vis à vis de l'intensité incidente dans le cas d'un semi-conducteur massif GaAs et MQW (d'après [118])

Quand la durée des impulsions saturantes est de l'ordre de la picoseconde, comme dans le cas des signaux de télécommunications, seul le retour à l'équilibre des porteurs libres est visible. C'est la dynamique de ces porteurs qui impose le temps de réponse du composant. De nouvelles études sur la dynamique dans des miroirs non-linéaires à AS à très forte fluence de pompe incidente, on montré qu'en plus des phénomènes précédemment observés, une absorption à deux photons pouvaient se produire dans des structures telles que celle étudiée dans ce document et modifier le comportement des AS. La référence [50] présente les différents phénomènes de relaxation ainsi que leur dynamique sous excitation résonnante pour des fluences de pompe faible à très fortes.

II.F.2. Formule empirique de l'absorption excitonique

Toute une série de travaux sur ce sujet ont permis d'élaborer une formule empirique du coefficient d'absorption près du pic d'absorption de l'exciton lourd. Cette formule empirique a d'ores et déjà été présentée au paragraphe I. A.

On pose le coefficient d'absorption sous une forme analytique en introduisant une intensité de saturation I_s : $\alpha_{\text{exc}}(I) = \frac{\alpha_{\text{exc}}^0}{1 + I/I_s}$ où α_{exc}^0 la valeur du coefficient d'absorption quand $I=0$. I_s est l'intensité pour laquelle la valeur de l'absorption est divisée par deux :

$$I_s = \frac{h\nu}{2L_z \alpha_{\text{exc}}^0 \tau A_x}$$

où L_z est la largeur du puits, τ la durée de vie des porteurs ou temps de recouvrement de l'absorption, A_x l'aire effective de l'exciton. L'intensité de saturation diminue quand L_z augmente ou quand le nombre de porteurs augmente. A_x est une fonction qui dépend de L_z .

L'absorption peut se mettre sous la forme suivante: $\alpha_{\text{tot}}(I) = \frac{\alpha_{\text{exc}}^0 - \alpha_{\text{rés}}}{1 + I/I_s} + \alpha_{\text{rés}}$

L'absorption résiduelle $\alpha_{\text{rés}}$ est fonction de la concentration des porteurs et de la pureté cristalline du composant. Si l'intensité est très supérieure à I_s , l'absorbance effective est donnée par le second terme de l'expression précédente : $\alpha_{\text{tot}}(I) = \alpha_{\text{rés}}$.

Il est à noter qu'on peut également définir une densité de saturation. Il s'agit de la densité de porteurs photo-générés qui va réduire de moitié la composante excitonique du coefficient d'absorption. Elle se définit par $n_s = \frac{I_s \tau \alpha(I_s)}{h \nu}$.

III. Modifications apportées aux structures MQW pour améliorer leurs caractéristiques

III. A. Introduction

Les techniques basées sur les non-linéarités optiques dans les multi-puits quantiques au voisinage du pic excitonique se heurtent à des problèmes de rapidité de réponse et de sensibilité à la puissance de commande.

Le premier paramètre est lié à la durée de vie des porteurs photo-crées. Rappelons que pour être utilisable dans des systèmes de transmission en codage RZ, le temps de recouvrement d'un tel composant ne doit pas excéder 40% du temps bit et on a en effet mesuré pour un échantillon de 42 puits InGaAs/InP un retour à l'équilibre des porteurs d'environ 7 ns (Figure 56 page 61), ce qui limite l'utilisation de ce composant à un débit d'environ 100 MHz. En réduisant cette durée de vie sans nuire à l'efficacité optique, on parvient à accélérer la réponse de l'AS et ainsi passer à une utilisation à haut débit de ces composants.

Le second paramètre peut être ajusté en utilisant une cavité optique intégrée et des matériaux de grande qualité électro-optique. Nous verrons dans la suite du paragraphe les effets de l'insertion d'un MQW dans une cavité Fabry-Perot.

III. B. Diminution de la durée de vie des porteurs

Après avoir cité les différentes techniques pour diminuer le temps de retour à l'équilibre des porteurs dans un semi-conducteur MQW, nous développerons la technique du dopage au fer qui est la méthode utilisée sur les AS testés au cours de cette thèse. Puis, nous donnerons les résultats obtenus par cette méthode.

III.B.1. Les différentes techniques

Dans un semi-conducteur, la durée de vie des porteurs se définit par $\tau = 1/B(n_0 + p_0 + \Delta n + \Delta p)$, où B est le coefficient de recombinaison bi-moléculaire, n_0 et p_0 les concentrations respectives des électrons et des trous à l'équilibre et Δn et Δp les concentrations des électrons et des trous injectés. B dépend de la température selon la relation approchée suivante :

$$B(T) = 5.69.10^{-12} \exp\left(\frac{1413}{T + 199.6}\right) (\text{cm}^3/\text{s}) \text{ (d'après [115])}$$

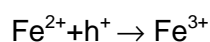
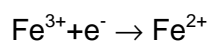
où T est exprimée en degrés Kelvin. Les impuretés résiduelles inhérentes à la croissance par MBE donne souvent naissance à un dopage n. A température ambiante, ces impuretés sont ionisées et $n_0 \gg p_0$. Le temps de recombinaison des porteurs diminue avec l'augmentation d'impuretés. En effet, les impuretés en occupant les centres de recombinaison dans les MQW permettent un retour à l'équilibre des porteurs plus rapide. Les différentes méthodes permettant de réduire le temps de retour à l'équilibre des porteurs sont les suivantes:

- La croissance basse température [38][99] et/ou dopage au béryllium [76][98][113],
- L'épitaxie assistée par plasma d'He et dopage au béryllium [63],
- L'irradiation par ions lourds [65][67] ou par protons [33][68],
- Le dopage au fer [70].

C'est la dernière méthode citée qui est utilisée pour diminuer le temps de retour à l'équilibre de tous les composants testés au cours de cette thèse. Nous allons en expliquer rapidement le principe dans le paragraphe suivant. Une étude récente présente également le dopage au chrome comme une nouvelle approche possible pour réduire le temps de retour à l'équilibre des porteurs dans les MQW [16].

III.B.2. Le dopage au Fer

Les propriétés électroniques du fer de configuration électronique $4s^2 3d^6$ sont utilisées pour introduire des centres de recombinaison non-radiatifs dans le matériau. Sous sa forme oxydée Fe^{3+} ($3d^5$), il est électriquement neutre par rapport au réseau et après capture d'un électron il prend son autre forme oxydée Fe^{2+} ($3d^6$). Il peut, dans le cristal, se substituer à un atome d'Indium et apporter 3 électrons dans sa liaison avec les atomes de Phosphore. Les atomes de Fer introduisent un niveau profond au milieu du gap qui va permettre la capture des deux types de porteurs : électrons et trous de la Figure 55 (d). En effet, on trouve majoritairement l'ion Fe^{3+} du fait de sa neutralité électrique vis-à-vis du cristal. Cet ion peut capter un électron devenant ainsi l'ion Fe^{2+} (Figure 55 (b)), qui lui-même est à même de capter un trou pour redevenir Fe^{3+} (Figure 55 (c)). Les deux équations suivantes résument ceci :



Pour une concentration en fer supérieure à celle des dopants résiduels n, on a un matériau InP dopé au fer semi-isolant avec son niveau de Fermi bloqué au milieu du gap (Figure 55 (a)).

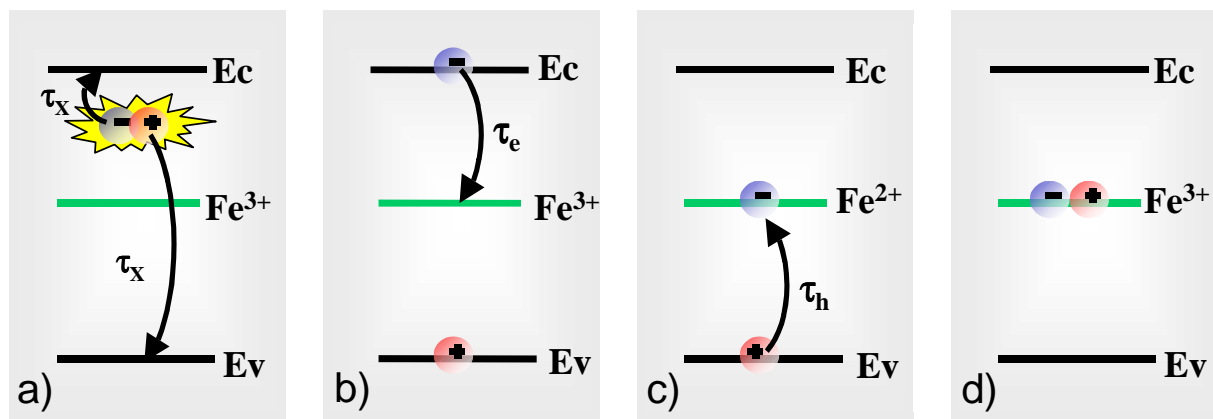


Figure 55. Schéma de recombinaison d'une paire électron-trou (d'après le LENS de l'INSA de Rennes)

Après piégeage d'un électron par Fe^{3+} , on a une recombinaison rapide entre un électron et un trou, donc un retour rapide de Fe^{2+} à l'état Fe^{3+} . Cette propriété est indépendante de l'intensité d'excitation. On a donc des centres de capture-recombinaison rapides quelle que soit l'intensité d'excitation. Cependant, l'incorporation du Fer est limitée par la formation de complexes FeP dans la matrice InP pour des concentrations supérieures à la solubilité limite du Fer dans InP qui est évalué à $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour une incorporation à l'équilibre thermodynamique et de l'ordre de 10^{17} à 10^{18} cm^{-3} lorsqu'on est plus loin de l'équilibre thermodynamique (cette valeur est peut-être même un peu sous évaluée) [121].

III.B.3. Les effets du dopage Fer

Plus la concentration de fer augmente et plus le temps de déclin de la saturation de l'absorption diminue [70], on passe de quelques nanosecondes pour un AS non dopé à quelques picosecondes, environ 10 ps pour une concentration de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Par contre, on peut également noter une élévation du seuil de saturation de l'absorbant d'un facteur 4 par rapport à un échantillon non dopé et une diminution du contraste de 30% pour une fluence de pompe de $20 \mu\text{J cm}^{-2}$ par rapport à un AS non dopé, à comparer à l'amélioration d'un facteur 1000 environ de la dynamique engendrée par cette technique [121].

Pour illustrer ce phénomène, sur la Figure 56 est représentée la réponse temporelle d'AS de concentration en fer : $[Fe]=0$, $[Fe]=1 \cdot 10^{17}$, $[Fe]=3 \cdot 10^{17}$ et $[Fe]=9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ces mesures ont été réalisées au LENS de l'INSA grâce à une expérience pompe-sonde dégénérées avec des impulsions de largeur temporelle 150 femtosecondes à une fréquence de répétition de 82 MHz.

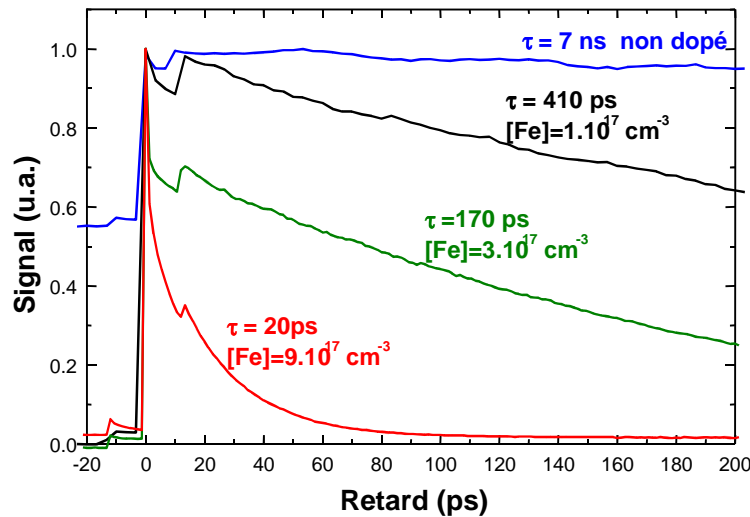


Figure 56. Mesures de temps de réponse d'AS MQW dopés Fer de concentrations $9 \cdot 10^{17}$, $3 \cdot 10^{17}$, 10^{17} et 0 cm^{-3} à $50 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ (d'après le LENS de l'INSA de Rennes)

La dynamique temporelle des AS dopés a été étudiée en détails et est décrite dans la référence [36].

III. C. Mise en cavité

L'autre modification apportée par rapport à une structure MQW simple, est la mise en cavité Fabry-Perot asymétrique de l'AS afin d'exalter sa réponse non-linéaire [121][122]. L'AS ne fonctionne alors plus en transmission mais en réflexion, constituant ainsi un miroir non linéaire (MNL). Les caractéristiques d'une cavité asymétrique contenant un milieu d'indice n et de coefficient d'absorption α seront rappelées ci-après. Nous expliquerons également les effets de la mise en cavité sur un AS MQW quand toutes les conditions sur les paramètres sont remplies.

III.C.1. Description de la cavité

On peut schématiser la cavité de longueur L de la manière suivante (Figure 57) :

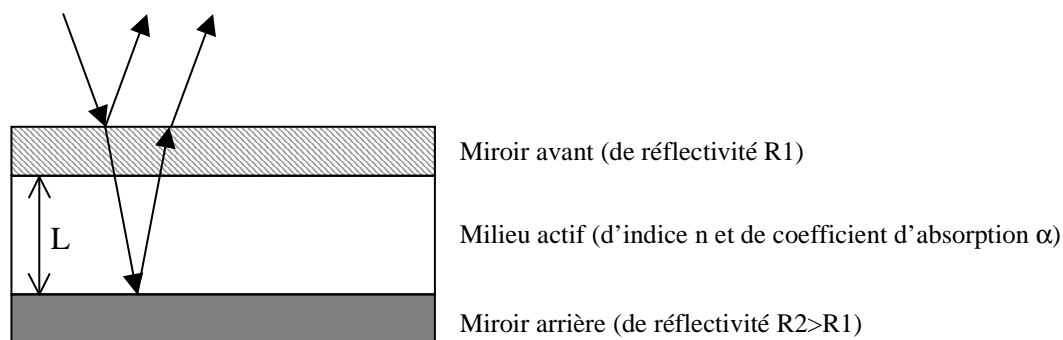


Figure 57. Description de la cavité Fabry-Perot asymétrique

Un milieu actif d'indice n et de coefficient d'absorption α est inséré dans une cavité asymétrique constituée d'un miroir avant de réflectivité $R1$ et d'un second miroir de réflectivité plus

élevée R2. Le coefficient de réflexion en intensité d'un tel système est donné dans un cas général par l'expression suivante : $R = 1 + \frac{A - 1}{1 + F \sin^2(\phi/2)}$,

où $A = \frac{R_1(1 - R_\alpha/R_1)^2}{(1 - R_\alpha)^2}$ avec $R_\alpha = \sqrt{R_1 R_2} \exp^{-\alpha L}$ et $F = \frac{4R_\alpha}{(1 - R_\alpha)^2}$, la phase ϕ est donnée par

$\phi = \frac{4\pi nL}{\lambda}$ avec λ longueur d'onde du faisceau incident.

On a une réflectivité maximale égale à A quand la phase est multiple de $2m\pi$, soit

$\lambda_{\min} = \frac{2nL}{m}$ ($m=1,2,\dots$ est l'ordre du pic) et une réflectivité minimale égale à $(A+F)/(1+F)$ pour

$\phi=(2m+1)\pi$, soit $\lambda_{\max} = \frac{4nL}{(2m+1)}$ ($m=1,2,\dots$).

On peut ici définir trois grandeurs caractéristiques d'une cavité Fabry-Perot :

- L'Intervalle Spectral Libre (ISL) : $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL}$
- Le facteur de qualité de la cavité : $Q = \frac{\lambda_r}{\delta\lambda} = \frac{m\pi}{\beta}$, où λ_r est la longueur d'onde à la résonance

de la cavité et $\delta\lambda$ la largeur de la résonance à mi-hauteur, avec $\beta = \arccos\left(1 - \frac{2A}{F(1 - 2A)}\right)$

- La finesse : $F = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \pi \frac{\sqrt{R_\alpha}}{1 - R_\alpha}$.

III.C.2. Adaptations à un AS

Dans le cas qui nous intéresse, il y a une contrainte supplémentaire : la longueur effective de la cavité. Cette valeur doit être multiple de $\lambda/2n$ pour réaliser l'accord de phase entre le faisceau directement réfléchi sur le miroir avant de la cavité et le faisceau réfléchi après un aller-retour dans la cavité (condition 1) sans que le facteur multiplicatif soit trop élevé afin de ne pas dégrader le facteur de qualité de la cavité. En général, pour ajuster la longueur de la cavité, il faut ajouter une épaisseur de matériau non ou peu absorbant (InP par exemple).

On doit également remplir une condition sur le miroir avant de la cavité garantissant une réflectivité nulle à chaque minimum de réflectivité du Fabry-Perot, c'est l'adaptation d'impédance : $R_1 = R_2 \exp^{-2\alpha L}$ (condition 2). Dans la simulation ci-dessous (Figure 58), nous avons représenté la réflectivité d'une cavité asymétrique en fonction de la longueur d'onde normalisée $\lambda/2nL$ dans les deux cas : avec et sans adaptation d'impédance. Les paramètres utilisés sont relatifs à un milieu absorbant de coefficient d'absorption $\alpha=5.10^3 \text{ cm}^{-1}$ d'indice de réfraction moyen égal à 3.53 (valeur moyenne de l'indice d'une structure InGaAs/InP [1][105][130][131]) inséré dans une cavité

asymétrique constituée d'un miroir d'or en face arrière de coefficient de réflexion $R_2=0.98$ et le miroir avant de réflectivité R_1 est soit :

- l'interface InP/air, dans ce cas $R_1 = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \approx 0.27$ où n_2 est l'indice de l'InP (≈ 3.22) et n_1 l'indice de l'air, on a adaptation d'impédance (courbe en trait plein de la Figure 58),
- un miroir quelconque de coefficient égal à 0,01 (courbe en pointillés de la Figure 58).

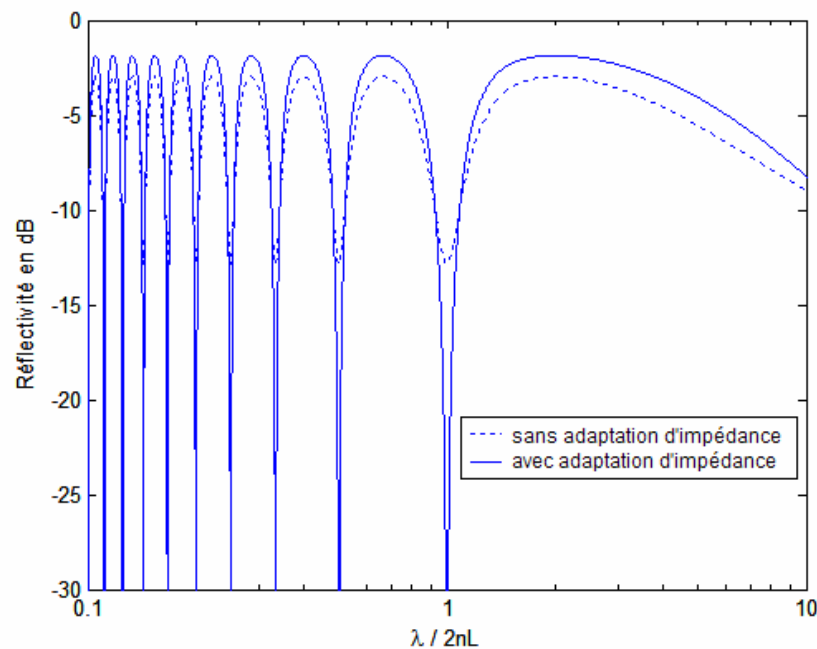


Figure 58. Spectres de réflectivité simulée d'une cavité asymétrique et milieu absorbant avec et sans adaptation d'impédance en fonction de la longueur d'onde normalisée

Quand les deux conditions sont remplies, on a une cavité réglée de telle manière qu'on se trouve en anti-résonance à faible excitation. Le miroir non-linéaire possède alors une réflectivité minimale (R_{\min}) (non nulle dans le cas réel). A forte excitation, on a une modification de l'absorption du milieu et de l'indice de la zone active. On n'a plus la condition d'adaptation d'impédance et on observe alors une augmentation de la réflectivité du composant (R_{\max}). Le contraste d'un tel composant est défini de la manière suivante : $C = \frac{R_{\max}}{R_{\min}}$.

Sur la figure expérimentale suivante fournie par le laboratoire d'étude des nanostructures à semi-conducteurs de l'INSA de Rennes, on peut voir la courbe de réflectivité en fonction de la longueur d'onde d'un AS en cavité désaccordée à gauche et accordée à droite. Un des modes de la cavité est alors aligné avec la longueur d'onde du pic excitonique.

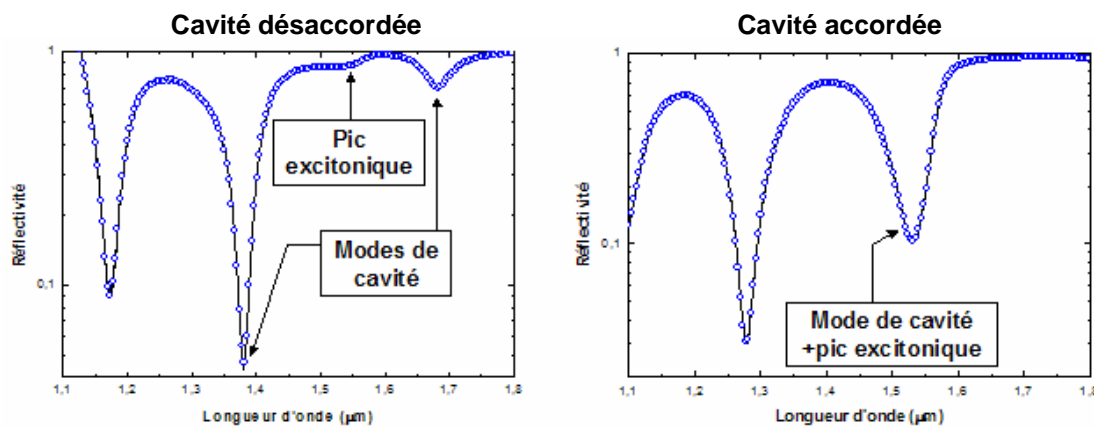


Figure 59. Courbes expérimentales de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde quand la longueur de la cavité est désaccordée ou accordée (d'après le LENS de l'INSA de Rennes)

III.C.3. Effets de l'insertion dans une cavité Fabry-Perot

Dans la pratique, on tente d'aligner le maximum de la courbe d'absorption excitonique et le minimum de réflectivité de la cavité afin d'optimiser le contraste. On peut citer l'exemple d'un échantillon constitué d'un milieu actif de 42 puits quantiques, d'un miroir arrière d'or et d'un miroir de Bragg en face avant. Pour une fluence de pompe de $20 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$, on obtient une amélioration du contraste de 3.5 dB, ce qui représente environ 55% d'amélioration [121].

De plus, le champ électromagnétique étant exalté dans cette cavité, on va augmenter l'intensité disponible dans la cavité par rapport à l'intensité réelle présente en incidence sur la cavité. Ceci a pour effet de diminuer le seuil de saturation de l'absorption du miroir non-linéaire par rapport au seuil de saturation d'un matériau en transmission.

IV. Description des AS testés

Différents types d'AS ont été testés durant cette thèse. Les premiers sont des composants en transmission constitués de 42 MQW InGaAs/InP de largeurs 8.5 nm pour les puits et 10 nm pour les barrières (InP). Ils présentent les concentrations en fer suivantes :

- $[\text{Fe}] = 0 \text{ cm}^{-3}$, échantillon de référence non dopé (n°1642) de réponse temporelle 7 ns avec la longueur d'onde du pic excitonique @ 1578 nm
- $[\text{Fe}] = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, échantillon (n°1643) de réponse temporelle 320 ps @ 1578 nm
- $[\text{Fe}] = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, échantillon (n°1695) de réponse temporelle 140 ps @ 1550 nm
- $[\text{Fe}] = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, échantillon (n°1696) de réponse temporelle 20 ps @ 1560 nm

Tous ces AS ont été élaborés au laboratoire d'étude des nanostructures à semi-conducteurs de l'INSA de Rennes. Les fiches de description de l'épitaxie des échantillons 1642 et 1643 sont présentées aux annexes A et B. Une autre référence a permis de valider certaines configurations expérimentales, il s'agit d'un échantillon en transmission d'une centaine de puits quantiques @ 1560 nm (PCO1237) prêté par France-Télécom R&D de Lannion (ex CNET de Lannion).

Tous ces échantillons en transmission ont permis de mettre en œuvre les dispositifs expérimentaux en saturation croisée et en auto-saturation. Ils ont également permis de mettre au point certains algorithmes de réglages et d'alignements. Nous avons également utilisé un de ces échantillons en double passage (n°1695), c'est-à-dire qu'on a fait déposer un miroir d'argent sur une des faces d'une partie du composant et sur l'autre face, un traitement anti-reflet. De nombreux résultats concernant le contraste, les temps de retour à l'équilibre des porteurs, leur comportement en pompe-sonde, etc..., ont été obtenus lors de cette thèse. Cependant, tous ces échantillons ne présentent pas les qualités requises pour être utilisés dans un régénérateur tout optique. Nous allons donc, dans la suite du document, nous focaliser sur les AS qui ont permis de vérifier les bénéfices de la mise en cavité par exemple et les AS en cavité. Nous allons parler ici de leur structure, leurs caractéristiques seront données tout au long du document.

IV. A. Premier miroir non-linéaire : MNL de 42 puits quantiques

Le premier miroir non-linéaire (n°1773) est constitué d'un milieu actif de 42 MQW InGaAs/InP dopés fer de largeurs respectives 8.5 nm et 10 nm, insérés dans une cavité composée d'un miroir arrière d'or et d'un miroir de Bragg en face avant. Le schéma (Figure 60) suivant décrit cette structure.

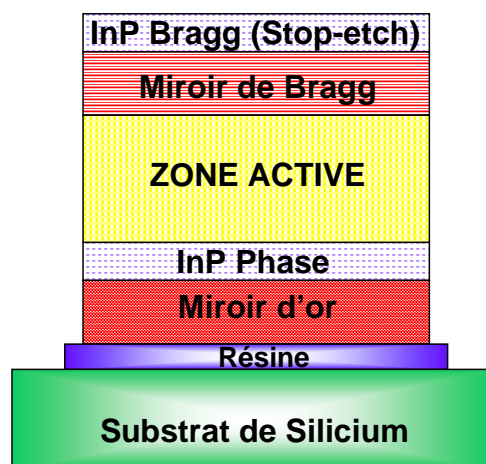


Figure 60. Description du miroir non-linéaire de 42 puits quantiques

Une épaisseur d'InP est intercalée entre le miroir d'or et la zone active afin d'accorder la longueur de la cavité. Une autre couche d'InP présente en face avant permet l'ajustement de la réflectivité du miroir de Bragg par l'attaque chimique progressive de cette couche. Ces couches d'InP permettent de réaliser l'accord de phase dans la cavité Fabry-Perot (voir III.C.2). L'ensemble est collé grâce à une résine sur un substrat de Silicium afin de rigidifier la structure. Le minimum de la résonance de la cavité de ce miroir non-linéaire est 1540 nm et le temps de retour à l'équilibre des porteurs est d'environ 30 ps. La concentration en fer est de l'ordre de $9.10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

IV. B. Second miroir non-linéaire : MNL de 61 puits quantiques

L'autre miroir non-linéaire (n°2127) est constitué d'un milieu actif de 61 MQW InGaAs/InP dopés fer de largeurs respectives 8.5 nm et 10 nm, insérés dans une cavité. Le miroir arrière de cette cavité est un miroir d'or et l'interface air-InP constitue le miroir en face avant, comme le montre le schéma suivant (Figure 61) :

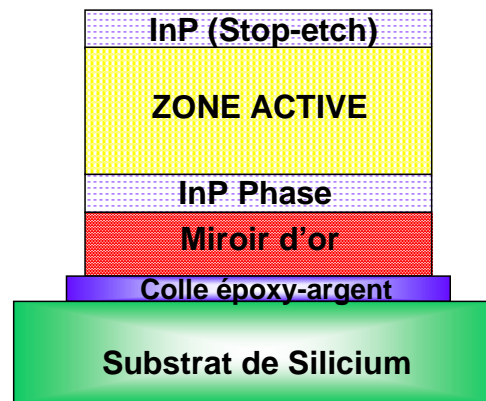


Figure 61. Description du miroir non-linéaire de 61 puits quantiques

La couche externe d'InP a une épaisseur de 156.5 nm, elle sert à accorder la longueur d'onde de résonance de la cavité sur la longueur d'onde du pic excitonique par attaque chimique. La zone active fait au total 1128.5 nm et pour finir la couche d'InP phase fait 50 nm. Le composant de 1335 nm est fixé grâce à une colle époxy-argent sur un substrat de Silicium. Cette colle permet une meilleure évacuation de la chaleur qu'une colle à base de résine, plus isolante thermiquement. Le minimum de réflectivité de cette cavité est situé autour de 1575 nm et le temps de retour à l'équilibre des porteurs est d'environ 10 ps. La concentration en fer est de l'ordre de $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

V. Les deux configurations de remise en forme du signal : l'auto-régénération et la régénération croisée

On peut utiliser les AS comme régénérateurs de signaux optiques dans deux configurations expérimentales différentes. Suivant la configuration, on a à faire à deux types de régénérations différentes.

V. A. La saturation croisée ou régénération croisée

Dans le cas d'un montage en saturation croisée, on parle aussi de montage pompe-sonde, le signal altéré contenant les données à transmettre joue le rôle de pompe. C'est lui qui, après amplification, sature ou non l'absorption linéaire du composant suivant le cas où le signal comporte un '1' ou un '0' respectivement. Simultanément un signal continu ou sonde vient « lire » l'état, passant

ou bloquant, de l'AS. Après suppression du signal de pompe par filtrage, en sortie de l'AS, le signal transmis est le signal de sonde contenant les données de départ. On peut parler de régénération 2R si on associe à cette remise en forme, une amplification du signal.

L'intensité du signal de sonde doit être inférieure à l'intensité de seuil du composant afin de ne pas perturber la commutation de l'AS. Si le signal de pompe et le signal de sonde présentent des longueurs d'onde différentes comme sur le schéma de principe de la Figure 62, après suppression du signal de pompe par un filtrage en longueur d'onde, on obtient également une conversion en longueur d'onde du signal comportant les données à transmettre.

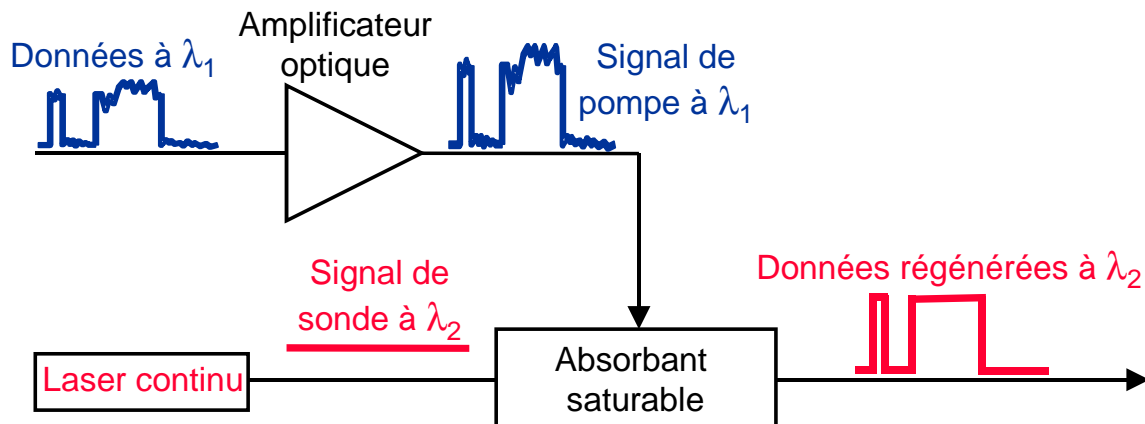


Figure 62. Montage en saturation croisée

Dans cette configuration, l'AS est un discriminateur et un convertisseur de longueur d'onde. Une régénération des symboles '0' et '1' est possible si la réponse non-linéaire présente également un palier à fort niveau de puissance incidente.

V. B. L'auto-saturation ou auto-régénération

La deuxième configuration illustrée sur la Figure 63 est un montage en auto-saturation. C'est le signal optique de pompage amplifié qui est transmis après passage à travers l'AS. On réalise ici uniquement une régénération des '0' ou un « nettoyage du bruit sur les '0' ».

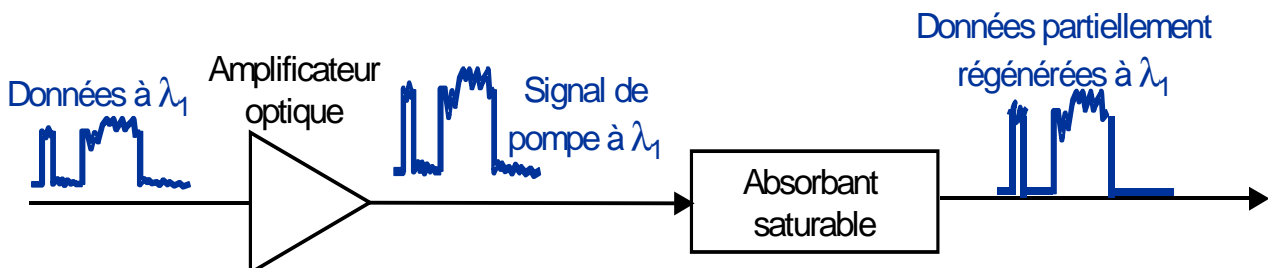


Figure 63. Montage en auto-saturation

Ici, la longueur d'onde en sortie de l'AS reste celle des données initiales.

VI. Etat de l'art des AS pour la régénération

Les propriétés régénératives des dispositifs à base d'AS ont été largement étudiées aussi bien numériquement qu'expérimentalement. Ces AS présentent plusieurs avantages. Ce sont tout d'abord des semi-conducteurs dont la croissance est bien maîtrisée et ils peuvent être intégrés à d'autres dispositifs semi-conducteurs tels que les amplificateurs à semi-conducteurs ou SOA (pour Semiconductor Optical Amplifier) par exemple. Mais surtout ils sont totalement passifs, ce qui fait d'eux un matériau idéal pour une utilisation en tant que régénérateurs pour liaisons à longue distance. Enfin, en permettant une régénération tout optique, ils sont susceptibles d'être utilisés à très hauts débits. Dans ce paragraphe, nous allons faire une revue tout d'abord des résultats obtenus par simulation des régénérateurs tout optiques à base d'absorbants saturables déjà proposés par différentes équipes de recherche. Nous verrons que très tôt les simulations ont montré le bénéfice des AS dans le cas d'une propagation soliton. Ensuite, nous verrons les réalisations utilisant la propriété de discrimination des AS ensuite celles concernant la propriété de suppression du bruit sur les '0' d'un signal binaire. Il faut noter que les réalisations expérimentales s'appuient toutes sur des configurations d'absorbants dans une cavité Fabry-Perot. Cet état de l'art s'inspire d'une référence récente qui fait la revue des dispositifs à absorbant saturable ultra-rapide et leurs applications à la régénération tout-optique [79].

VI. A. Simulations numériques de régénération grâce à un AS

Les premières études numériques menées sur les AS en tant que régénérateurs remontent au milieu des années 90. L'amélioration de la dynamique des structures ainsi que l'amélioration du contraste on/off ont permis d'envisager des régénérateurs à base d'AS performants. Du fait des propriétés des AS et de la propagation soliton, on a vu rapidement le bénéfice d'un tel régénérateur. L'AS supprime le bruit sur les '0' et l'association d'un filtre optique apporte la régénération des '1' comme on l'a vu dans l'exemple du chapitre 1 au paragraphe III.B.3 page 37. Le premier modèle analytique montrant que l'association d'un AS et d'un filtre passe-bande permettant une transmission soliton à 10 Gbit/s sur 9000 km avec un espacement de 100 km entre les régénérateurs date de 1994 [4]. Une étude un peu différente considère un NALM de la même manière qu'un AS et introduit ses effets tous les 2000 km dans l'équation non-linéaire de Schrödinger. Les résultats font état d'une transmission trans-océanique sur un seul canal à 10 et à 20 Gbit/s mais également sur deux canaux à 10 Gbit/s dès 1995 [71]. Dans la référence [5] datant de 1998, on considère l'utilisation d'un AS ultra-rapide et de filtre optique passe-bande très fin dans une ligne longue distance WDM dans deux cas de figure. Dans le premier, on a à faire à un AS par canal à régénérer et les canaux ne sont pas synchrones, Figure 64(a). Dans le second cas, on a des canaux parfaitement synchronisés et un seul AS est alors nécessaire pour réaliser la régénération Figure 64 (b).

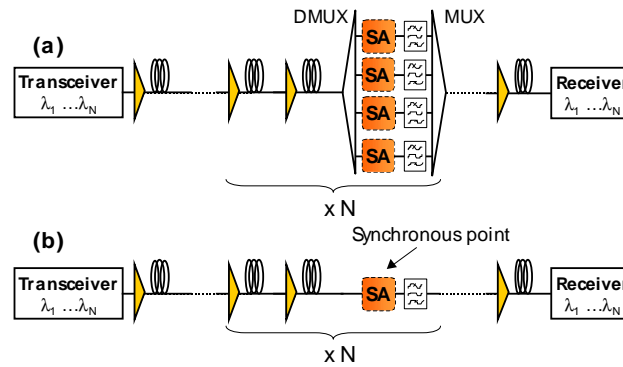


Figure 64. (a) cas de 4 canaux asynchrones avec régénération de chacun des canaux par un AS et un filtre, (b) cas de 4 canaux synchrones avec régénération par un seul AS et un filtre (d'après [79])

Des simulations numériques, utilisant la méthode de split-step Fourier pour résoudre l'équation non-linéaire de Schrödinger [117], montrent que les deux formes de transmissions, asynchrones et synchrones, de 4x10Gbit/s sont possibles sur environ 10000 km en insérant périodiquement un AS tous les 200 km et un amplificateur tous les 50 km. Dans cette étude, on a évalué l'impact de la dynamique de l'AS sur les performances d'une transmission pour arriver à la conclusion que pour une transmission WDM à 10 Gbit/s, le temps de retour à l'équilibre des porteurs doit être inférieur à 20% du temps bit. Une autre équipe enfin a numériquement montré la faisabilité, dès 1999, d'une propagation soliton à 80 Gbit/s sur 9000 km grâce à un régénérateur 2R à base d'AS et de filtre passe-bande [8].

Il faut noter que le passage d'une impulsion dans un AS entraîne une déformation temporelle de celle-ci et en général ceci n'est pas pris en compte dans les simulations. C'est pour cette raison que les résultats des simulations doivent plutôt être pris comme des résultats qualitatifs que quantitatifs. On voit ici que les expérimentations des régénérateurs à base d'AS sont indispensables pour évaluer les performances dans les transmissions en ligne et à hauts débits.

VI. B. Réalisations expérimentales

VI.B.1. La discrimination

La première utilisation des AS a été la discrimination optique dans un régénérateur 3R. Le signal contenant les données à régénérer contrôle l'ouverture ou la fermeture de la porte optique non-linéaire à base d'AS. Un second signal de haute qualité, l'horloge du signal, passe à travers l'AS qui agit comme un élément de décision pour retranscrire les données d'origine. On se trouve dans une situation de pompe-sonde. La qualité du signal régénéré est très dépendante du taux d'extinction du signal incident et du temps de retour à l'équilibre des porteurs [45]. Un régénérateur à base d'AS de ce type a été démontré expérimentalement en back-to-back à 2.4 Gbit/s en 1996 [102], puis à 10 Gbit/s avec un signal RZ par la même équipe en 1998 [46]. Une autre version de ce composant avec 10 dB de contraste on/off et 10 dB de pertes d'insertion a permis la commutation de données de

6 ps à 10 Gbit/s avec seulement 0.8 dB de pénalités. Une expérience similaire à 20 Gbit/s utilisant un MLLD, Mode-Locked Laser Diode, laser à base d'AS dont on donnera le principe plus loin dans ce chapitre, et un AS en élément de décision [56]

Cette expérience est illustrée au i de la Figure 65. Cette expérience est une expérience pompe-sonde au cours de laquelle il y a conversion de la longueur d'onde 1565 vers 1552 nm. Un niveau additionnel de bruit est rajouté au signal, il s'agit de l'ESA d'un EDFA, afin de régler l'OSNR avant le discriminateur. On peut voir au ii, l'amélioration du diagramme de l'œil après passage à travers le discriminateur. Au iii de la Figure 65, le logarithme du taux d'erreurs binaires en fonction de la sensibilité sur le récepteur est représenté. Le back-to-back est la référence de la ligne, et on peut comparer cette courbe avant et après discrimination. Pour un BER de 10^{-9} , on a une sensibilité du détecteur de -37 dBm en back-to-back et de -35 dBm avant discrimination. Après discrimination, on gagne 1 dB de sensibilité sur le détecteur et on a une pénalité de seulement 1 dB.

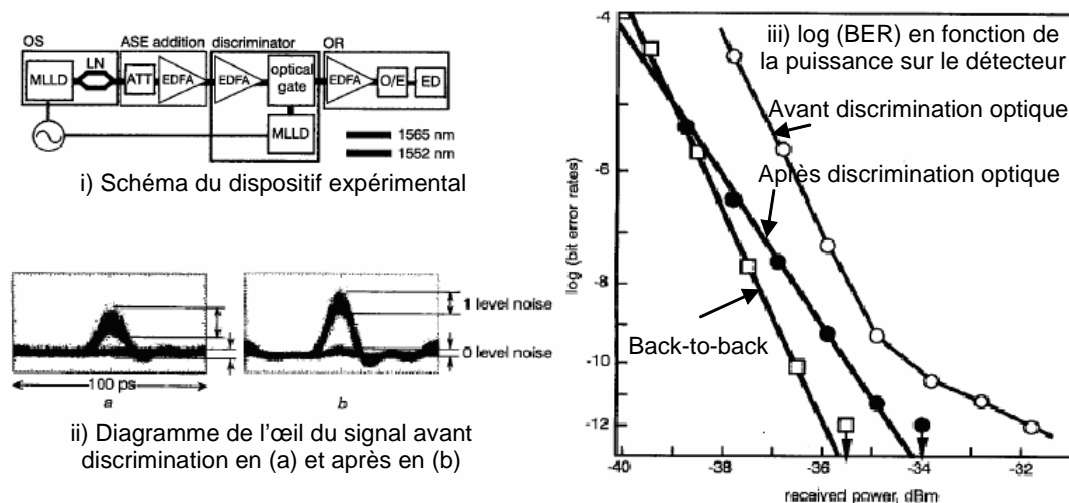


Figure 65. Discrimination à 20 Gbit/s (d'après [56])

On peut noter que jusqu'à présent aucune cascade de régénérateurs à base d'AS n'a été expérimentée ni même étudiée.

VI.B.2. La réduction du niveau de bruit sur les '0'

Un autre type de régénérateurs à base d'AS utilise la propriété de réduction du niveau de bruit sur les symboles '0'. Ce genre de dispositif utilise en général une configuration en auto-saturation et permet une amélioration des distances de propagation dans des expériences de transmission système. Cependant, l'AS doit être associé à un autre dispositif capable de supprimer les fluctuations sur les symboles '1' afin de réaliser une remise en forme totale du signal. Si on adjoint une ré-amplification du signal à cet ensemble, on obtient une régénération 2R.

Une possibilité pour contrôler le niveau des symboles '1' est d'utiliser un SOA [6], amplificateur à semi-conducteurs dont le gain est limité (à gain clampé GC-SOA) dans le dispositif. Un SOA dont la face de sortie est un AS « nettoie » les '0' (AS-SOA) et le second SOA (GC-SOA) assure la régénération des '1'. Le dispositif entier est à base de semi-conducteurs et permet donc une

grande compacité. Ce régénérateur a été étudié expérimentalement en boucle à recirculation en 2000 et a permis une transmission à 10 Gbit/s sans erreur sur 5000 km [7]. Les possibilités de ce régénérateur sont toutefois limitées par la dynamique de gain de l'AS-SOA.

Une autre technique consiste à utiliser un filtre en longueur d'onde afin de régénérer les '1' dans le cas d'une propagation soliton. En effet comme dans l'exemple du paragraphe III.B.3 du chapitre 1, en l'absence de chirp, on peut utiliser un filtre optique pour contrôler les variations de puissance sur les '1' dans le domaine des longueurs d'onde. Le filtre optique agit comme un limiteur de puissance et l'AS lisse les '0'. Le régénérateur 2R (en association avec une amplification) ainsi créé est totalement passif et présente donc un grand intérêt en particulier dans les liaisons sous-marines. Cependant, comme il n'a aucun impact dans le domaine temporel, la longueur des lignes de transmission pourrait être un facteur limitant pour ce type de régénérateur. On peut plutôt penser à une utilisation de celui-ci sur des distances plus courtes telles que les liaisons régionales ou métropolitaines.

VI.B.2.a) Régénérateur à base d'AS et de filtre optique

Plusieurs équipes ont déjà montré l'amélioration de la qualité d'un signal grâce à un AS, à 10, à 20 et même à 40 Gbit/s, utilisant les techniques de diminution du temps de retour à l'équilibre des porteurs citées au paragraphe III. B dans des boucles à recirculation. La référence [58] décrit une expérience de régénération à 20 Gbit/s. L'AS testé présentait les caractéristiques suivantes : contraste on/off de 2.5 dB et 10 ps de temps de retour à l'équilibre des porteurs. Grâce à ce régénérateur composé de l'AS associé à un EDFA, la distance de transmission, pour un taux d'erreur binaire (TEB) de 10^{-9} , a été améliorée de 1600 km par rapport à la configuration de référence (back-to-back) (7800 km au lieu de 6200 km) et même doublée, de 3400 km sans à 6800 km avec régénérateur, quand on détériore l'OSNR du signal.

VI.B.2.b) Régénérateur à base d'AS, de filtre optique et de fibre de compression

Dans le but d'étendre l'utilisation de ces régénérateurs 2R passifs à des débits encore plus élevés, une technique complémentaire consiste à contrôler la dispersion du signal après passage à travers l'AS. Cette technique a d'abord été étudiée numériquement [34][107] puis expérimentalement à 10 Gbit/s [39]. Des études récentes proposent et démontrent numériquement à 40 Gbit/s l'amélioration des performances d'un régénérateur 2R constitué d'un AS associé à une fibre de compression et un filtre passe-bande [72][108]. Ce dispositif est illustré Figure 66.

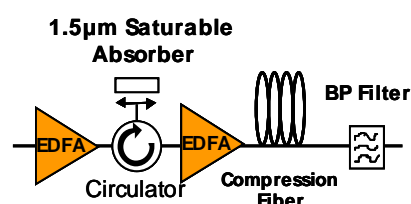


Figure 66. Régénérateur tout optique passif à base d'un AS, d'une fibre de compression et d'un filtre passe-bande (d'après [79])

Cette association d'éléments a permis d'obtenir récemment une transmission sans erreur sur plus de 7000 km d'un signal de longueur 2^7-1 à 10 Gbit/s dans une boucle à recirculation de 80 km [81]. Ce dispositif a également été étudié à 20 et à 40 Gbit/s dans une boucle à recirculation avec un environnement WDM [89][85]. Le schéma de la Figure 67 décrit le régénérateur 2R à base d'AS, de fibre de compression et de filtre optique passe-bande. Il est inséré après un démultiplexeur dans la boucle à recirculation de 240 km de fibre dans laquelle la dispersion est contrôlée.

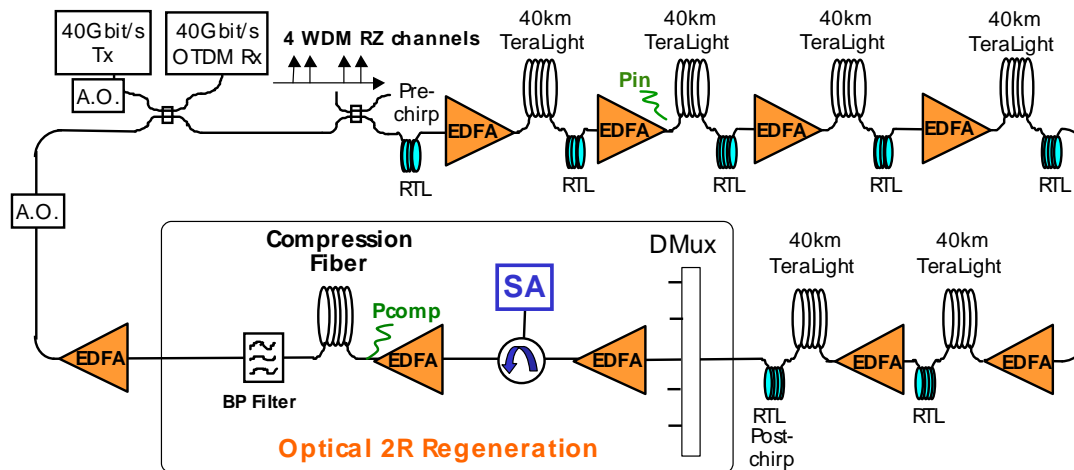


Figure 67. Schéma du régénérateur 2R (AS+fibre de compression+filtre passe-bande) dans une boucle à recirculation de 240 km contrôlée en dispersion à 40 Gbit/s (d'après [85])

La figure suivante (Figure 68) montre le facteur de qualité en fonction de la distance de propagation sans régénérateur, avec régénérateur sans autres longueurs d'onde présentes dans la boucle lors de la propagation et enfin avec régénérateur et quatre longueurs d'onde supplémentaires dans la boucle. Sans régénérateur 2R, le facteur de qualité (Q^2) est de 13 dB (ce qui représente un BER inférieur à $5 \cdot 10^{-6}$) et de 11.3 dB ($BER < 10^{-4}$) après respectivement 1300 km et 1650 km de transmission. En insérant le régénérateur dans la boucle, on améliore nettement les performances du système. On repousse à 7600 km la distance à laquelle on a un facteur de qualité de 13 dB. Dans ce cas de régénération, la limite des performances est due au fait que l'AS n'agit pas du tout sur l'accumulation de la gigue et les distorsions temporelles mais seulement sur l'amplitude des symboles.

Dans le but d'évaluer les perturbations engendrées par un environnement WDM lors de la transmission, quatre longueurs d'onde espacées de 200 GHz sont ajoutées lors de la propagation dans les 240 km de boucle à recirculation. Ces longueurs d'onde supplémentaires perturbent le canal à régénérer et sont extraites par le démultiplexeur lors du traitement dans le régénérateur. Cette fois, le facteur de qualité atteint 13 dB après 2200 km de propagation et à 7600 km, il est de 11.3 dB. Cette expérience montre l'amélioration de la qualité d'un signal régénéré grâce à un régénérateur 2R constitué d'un AS rapide, d'une fibre de compression et d'un filtre passe-bande pour un signal RZ à 40 Gbit/s dans des conditions d'environnement WDM.

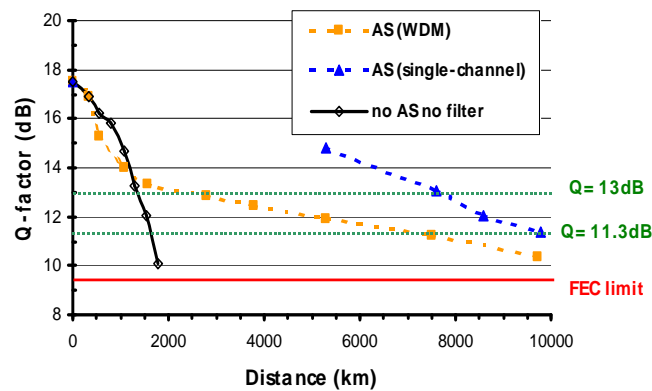


Figure 68. Facteur de qualité Q en fonction de distance de propagation (d'après [85])

VI. C. Conclusion

La régénération passive tout optique 2R est d'un grand très grand intérêt pour les transmissions longue distance. En effet, l'ajout d'un MNL dans la ligne de transmission permet de limiter la dégradation de l'OSNR du signal pendant sa propagation sans qu'on ait de consommation supplémentaire d'énergie. Mais elle peut également être très utile au niveau du réseau métropolitain dans la perspective d'une extension de la fibre optique. Même si cette solution ne fait pas l'objet de recherche particulière, on peut aisément voir le bénéfice de ce genre de régénération sur des transmissions moyenne distance quand le signal à transmettre est un signal binaire.

Cependant, si on veut pouvoir utiliser ces structures à des débits de 40 Gbit/s et encore plus élevés dans des lignes de transmission, ces régénérateurs bas coût et totalement passifs devront présenter les mêmes performances que d'autres dispositifs 2R déjà proposés. Cette condition risque d'être tributaire de plusieurs critères liés aux propriétés intrinsèques des matériaux MQW à semi-conducteurs en cavité Fabry-Perot, comme la réduction de la puissance de seuil et des pertes d'insertion ou l'amélioration de la dynamique et du contraste on/off d'un MNL.

VII. Exemples d'autres applications d'un AS

Dans la suite, nous allons énumérer et décrire certaines des autres applications des absorbants saturables. On peut noter que dans d'autres types d'utilisation, on n'a pas forcément affaire à des AS à semi-conducteurs. Les lasers à modes bloqués parmi lesquels les SESAM, acronyme anglais de SEmiconductor Saturable Absorber Mirror, sont certainement l'application la plus répandue. Ils génèrent des impulsions ultra-courtes. Du fait de leur courbe de transmission, on peut trouver les AS dans des dispositifs de commutation tout optique [14][64][100]. Pour bénéficier de contrastes très importants, ces commutateurs peuvent être élaborés grâce à des techniques d'épitaxie qui permettent de fixer l'orientation du spin des excitons [101][29]. On voit aussi apparaître une nouvelle génération de commutateurs tout optiques à base de nanotubes de carbone [20]. On

rencontre encore les AS utilisés en tant que modulateurs d'intensité [37] ou, plus récemment encore, dans des convertisseurs de signaux analogiques-numériques [42]. Ils peuvent également être associés à des amplificateurs pour compenser des distorsions induites dans des SOA [47] ou contrôler le gain disponible dans des amplificateurs à fibre dopée Erbium [52][109], on en donnera un exemple. Certains AS à base de réseaux de Bragg sont utilisés en tant que filtres en longueur d'onde [41]. Une de leur plus récente application est la conversion en longueur d'onde. En effet, une équipe vient récemment de montrer expérimentalement la faisabilité d'un convertisseur en longue d'onde à base d'AS à MQW en cavité Fabry-Perot monolithique à 40 Gbit/s [14][80].

VII. A. Génération d'impulsions ultra-courtes

C'est sans doute le domaine où les AS sont les plus souvent utilisés. Pour réaliser des sources lasers à impulsions ultra-courtes, il est nécessaire de disposer au minimum d'une cavité Fabry-Perot dans laquelle est inséré un milieu amplificateur et un AS. En général, le milieu amplificateur est pompé optiquement. On crée un laser à modes bloqués passivement (passive mode-locking) [40][51]. On utilise l'AS pour ses propriétés de transparence induite par voie optique : ce milieu opaque (ou absorbant) à l'état initial devient transparent lorsque le rayonnement auquel il est soumis devient suffisamment intense. Pour déclencher un laser à absorbant saturable, le matériau doit présenter une absorption à la longueur d'onde émise par le laser. Le YAG:Cr⁴⁺ est un absorbant saturable très utilisé pour déclencher passivement les lasers YAG:Nd³⁺ émettant à 1064 nm. Mais il est aussi possible d'utiliser des matériaux semi-conducteurs à MQW, dans ce cas, ces lasers sont appelés SESAM. Depuis peu, on peut également en trouver à base de nanotubes de carbone [91].

VII.A.1. Principe

Les conditions de démarrage de l'oscillation laser dans une cavité contenant un absorbant saturable sont classiques : la cavité laser complète doit présenter des pertes inférieures au gain. Du fait des caractéristiques des milieux amplificateurs et des AS, la cavité laser va engendrer des impulsions. On peut décrire le démarrage des impulsions en se référant aux notions de gain, de pertes et de puissance laser dans la cavité : quand on commence à pomper le milieu amplificateur, le gain augmente dans la cavité. Il continue à augmenter jusqu'à dépasser les pertes dues à l'absorption de l'AS et aux pertes des miroirs. L'intensité laser dans la cavité augmente alors également et déplete ainsi le gain disponible. Cette intensité finit par saturer l'absorption de l'AS et de ce fait, fait chuter les pertes dans la cavité. Ceci permet de maintenir la courbe de gain au-dessus de la courbe des pertes et ainsi entretenir l'effet laser pour un moment en produisant un pic d'intensité. La courbe de gain passe finalement sous la courbe des pertes, rapidement l'effet laser cesse et l'AS redevient opaque. On a ainsi généré une impulsion laser dissymétrique, le front montant de l'impulsion est moins pentu que le front descendant.

Puis, cette impulsion passe tour à tour dans le milieu amplificateur et à travers l'AS, ceci a pour effet de re-symétriser l'impulsion. Au final, seule la crête de l'impulsion rencontre un gain net positif dans la cavité. La largeur des impulsions générées va finalement dépendre du temps de retour à l'équilibre des porteurs dans l'AS. Sur la Figure 69, on a représenté les courbes de l'évolution du gain, des pertes (loss) et de l'amplitude de la puissance laser dans les cas d'un AS lent et rapide. Dans le cas d'un AS lent, on a un gain net positif pendant plus longtemps que dans l'autre cas : les impulsions sont plus larges temporellement.

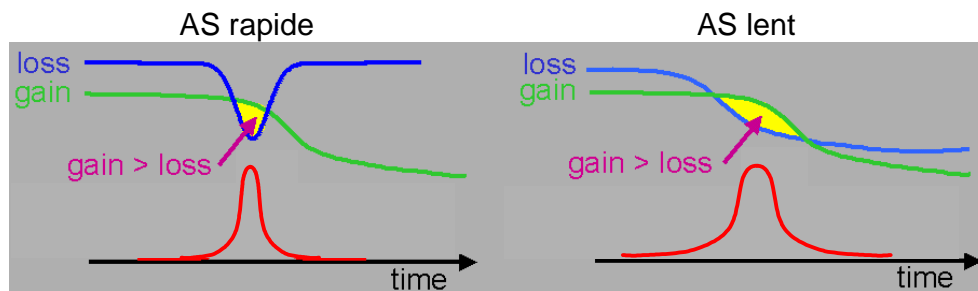


Figure 69. Courbes du gain, des pertes et l'impulsion dans la cavité laser dans le cas d'un absorbant rapide et lent

VII.A.2. Les SESAM

Un des miroirs de la cavité et l'AS peuvent être un seul et même composant, un AS MQW inséré dans une cavité asymétrique Fabry-Perot. Dans ce cas, on parle de SESAM, SEmiconductor Saturable Absorber Mirror. Le schéma d'un tel montage est présenté Figure 70 :

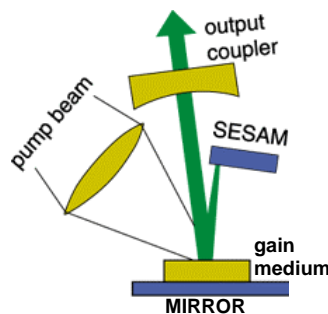


Figure 70. Schéma d'un SESAM

Dans le cas des SESAM, la largeur spectrale est liée au facteur de qualité de la cavité et la durée des impulsions dépend du temps de retour à l'équilibre des AS. Ces structures permettent de créer des oscillateurs femtosecondes très énergétiques, dont les milieux amplificateurs peuvent être des semi-conducteurs (SOA ou VCSEL par exemple) ou des cristaux dopés, Yb:GdCOB par exemple. Le schéma de la Figure 71 se rapporte au cas cité précédemment.

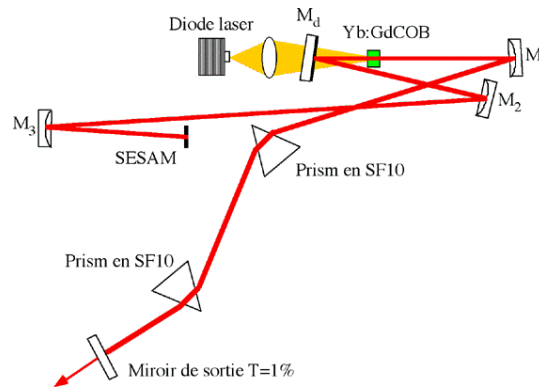


Figure 71. Schéma d'un oscillateur femtoseconde (d'après 0)

On peut noter que les structures à base d'amplificateurs et d'AS à semi-conducteurs peuvent être très compactes. En effet, le milieu amplificateur et l'AS peuvent être des structures à multi-puits quantiques, VCSEL et AS MQW. Dans ce cas, ils peuvent être monolithiques et constituer un seul composant pompé optiquement. On peut donner en exemple un laser à modes bloqués complètement monolithique, appelé MLLD pour Mode-Locked Laser Diode [55], capable de produire des impulsions d'une largeur temporelle de 2.5 ps environ (Figure 72) à une fréquence de répétition de 10 à 40 GHz (selon la longueur du MLLD de 1 à 4 mm) et de puissance crête de quelques dizaines de milliwatts. L'intégration monolithique est intéressante pour des raisons de compacité, de stabilité mécanique et de faible coût de production.

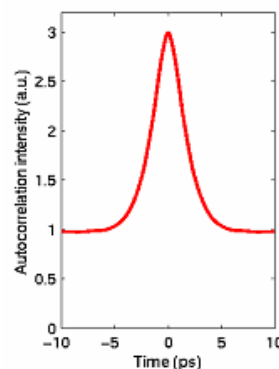


Figure 72. Spectre d'autocorrelation d'un MLLD de largeur temporelle 2.5 ps (d'après [55])

Ces MLLD peuvent également être utilisées pour réaliser une récupération d'horloge dans le cas d'une régénération 3R [56].

VII. B. Compensation de distorsion induite par un SOA

Les amplificateurs à semi-conducteurs sont très utilisés dans les communications optiques. Ils présentent deux avantages majeurs : ils sont très compacts et peuvent s'intégrer facilement dans d'autres dispositifs optiques à semi-conducteurs. Cependant, ils créent une distorsion du signal amplifié quand le signal incident sature complètement le gain du SOA. On peut voir Figure 73 (a), un créneau amplifié mais déformé après passage dans le SOA. Le rôle du compensateur est d'atténuer

la distorsion grâce à un élément qui possède une réponse dynamique complémentaire, comme présenté sur la figure (b). C'est le cas d'un AS. L'AS utilisé dans cette expérience est un SOA polarisé sous le courant de seuil.

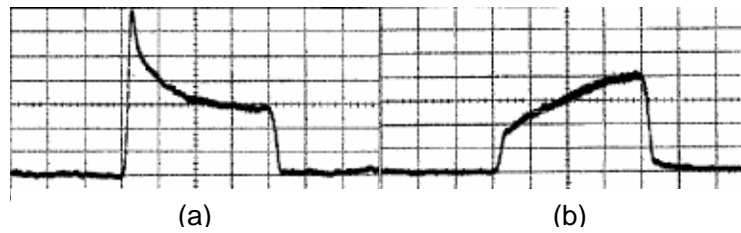


Figure 73. Créneau déformé en sortie de SOA(a) et réponse d'un AS(b) (d'après [47])

En combinant, les deux dispositifs, on obtient un signal dont la distorsion est atténuée comme le montre la Figure 74.

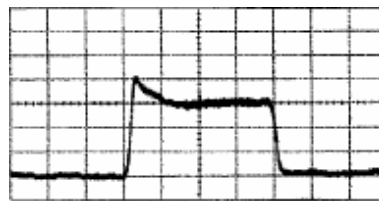


Figure 74. Signal compensé (d'après [47])

VII. C. Conversion optique analogique-numérique

Comme dans le cas des télécommunications, les techniques tout optiques dans le domaine des conversions analogiques-numériques à grande vitesse risquent de jouer un rôle important dans les prochaines années. Ces nouveaux convertisseurs (analog-to-digital converters (ADC)) vont permettre plus de flexibilité dans les limitations de courant que les convertisseurs électroniques. Le convertisseur proposé dans cet exemple, est constitué d'un AS à semi-conducteurs inscrit dans une cavité Fabry-Perot asymétrique qui permet d'améliorer la quantification des données pour des dynamiques de l'ordre du GHz [42]. Le schéma de principe de ce convertisseur analogique-numérique est représenté sur la Figure 75 :

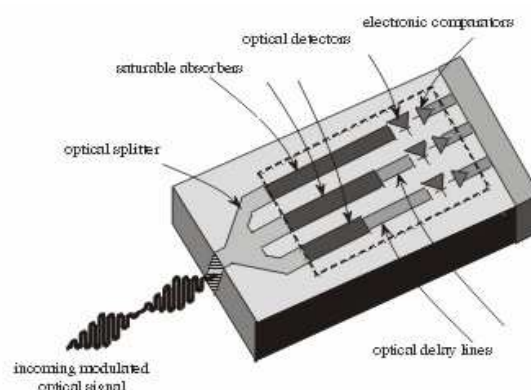


Figure 75. Schéma d'un convertisseur analogique-numérique à base d'AS (d'après [42])

VIII. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les propriétés des absorbants saturables à multi-puits quantiques semi-conducteurs et plus particulièrement l'absorption excitonique qui permet l'utilisation de ces structures en tant que portes optiques non-linéaires. Cette absorption excitonique peut être saturée par un signal optique incident dont la puissance est supérieure à une certaine puissance de seuil qui dépend du composant. On parle alors de blanchiment du pic excitonique. Ce phénomène à seuil donne à la courbe de transmission du matériau la forme de la transmission d'une porte non-linéaire. D'autre part, quand ces structures sont insérées dans des cavités asymétriques Fabry-Perot, les effets de cette propriété sont accentués et la puissance nécessaire pour obtenir les effets non-linéaires désirés est réduite. Ces AS deviennent des MNL et fonctionnent en réflexion. Pour être utilisés en tant que régénérateurs, ces MNL doivent avoir un temps de réponse de maximum 40% du temps bit d'une transmission. Ce qui représente pour un débit de 10 Gbit/s environ 40 ps. Il est donc nécessaire de traiter ces structures afin de réduire le temps de retour à l'équilibre des porteurs, qui est à l'origine de l'ordre de quelques nanosecondes, à quelques dizaines ou quelques picosecondes suivant le débit. La technique utilisée ici est le dopage au fer. Nous avons également décrit les structures des échantillons dont on va présenter les résultats dans les chapitres suivants.

Enfin, nous avons détaillé les configurations d'auto-saturation et de saturation croisée, qui permettent de remettre en forme un signal grâce à un MNL à base d'AS à MQW. Nous avons pu constater qu'on bénéficie plutôt d'une réduction du bruit sur les '0' ou un nettoyage des '0', que d'une complète remise en forme du signal pour un signal quelconque. Par contre, dans le cas d'une propagation soliton, il est possible en associant un filtre et une fibre de compression à un AS d'obtenir une remise en forme totale du signal. Les exemples de réalisations déjà proposées avec des AS dont la technique de diminution de temps de réponse est différente de celle utilisée ici montrent des améliorations de la qualité d'une transmission à 10, 20 et même 40 Gbit/s. Des études numériques menées en parallèle des expérimentations ont permis depuis le début des études de faire évoluer la configuration du régénérateur et de montrer qu'en lui associant, d'abord un filtre passe-bande puis une fibre de compression, les performances du régénérateur peuvent être améliorées. Pour terminer, nous avons donné quelques exemples des autres applications des AS à MQW, telles que la génération d'impulsions ultra-courtes ou la conversion analogique-numérique.

CHAPITRE 3

Chapitre 3 : Détermination expérimentale des caractéristiques d'absorbants saturables

Avant d'utiliser le MNL à base d'AS pour régénérer un signal binaire dans des conditions système, il est important de déterminer ses conditions de fonctionnement afin d'optimiser la remise en forme d'un signal. Ce qui signifie qu'il est indispensable de connaître pratiquement les paramètres caractéristiques de l'AS. Il est d'autant plus nécessaire de les évaluer dans notre cas que la technique de diminution du temps retour à l'équilibre des porteurs est relativement récente et que les échantillons testés au cours de cette thèse sont les premiers prototypes.

Dans ce chapitre, nous allons les énumérer et définir le contraste ou facteur d'amélioration du taux d'extinction d'un signal dans les différentes configurations d'utilisation des AS. Nous allons étudier plusieurs des caractéristiques des prototypes élaborés par le laboratoire d'étude des nanostructures à semi-conducteurs de l'INSA de Rennes. Tout d'abord, nous vérifierons l'amélioration de certaines des caractéristiques d'un AS quand il est mis en cavité Fabry-Perot asymétrique. Puis, nous étudierons dans le cas des miroirs non-linéaires l'évolution du contraste, de la puissance de seuil et du temps de retour à l'équilibre des porteurs en fonction de la puissance incidente de pompe et/ou de la longueur d'onde dans les deux configurations possibles d'utilisation d'un AS : c'est-à-dire en auto-saturation et en saturation croisée. Toutes ces caractérisations permettent d'optimiser le point de fonctionnement du MNL en vue de son utilisation en tant que régénérateur dans des conditions de propagation en ligne. Pour simuler la propagation d'impulsion à travers un MNL, nous présenterons également un modèle de saturation de l'absorption basé sur un modèle de saturation du gain dans les amplificateurs à semi-conducteurs (Agrawal [2]). Ces modélisations vont nous permettre d'expliquer certains résultats expérimentaux. A la fin de ce chapitre, nous présenterons certains résultats qui traduisent des inhomogénéités de surface ou des propriétés des AS testés. Au cours de certaines des expériences présentées dans ce chapitre, notamment pendant les caractérisations en saturation croisée des MNL, des comportements ont été mis en évidence : une sensibilité à la polarisation et à la température des MNL. Ces points feront l'objet des deux chapitres suivants afin d'évaluer l'impact de ces sensibilités sur les performances des MNL. Notons que toutes les expériences présentées dans ce chapitre et dans le document sont réalisées en incidence normale sur les composants.

I. Paramètres caractérisant un AS

Quatre paramètres permettent de caractériser un AS : la longueur d'onde du pic excitonique, la puissance incidente nécessaire pour réaliser la commutation de la porte non-linéaire, le contraste on/off maximum et enfin le temps de retour à l'équilibre des porteurs. Dans ce paragraphe, nous allons définir ces grandeurs qui vont être étudiées expérimentalement dans la suite du chapitre.

I. A. La longueur d'onde du pic excitonique ou la longueur d'onde du minimum de réflectivité

La longueur d'onde du pic excitonique est fixée lors de l'élaboration de la structure par épitaxie. Elle dépend principalement de l'énergie de gap du matériau, de la largeur des puits quantiques et de l'énergie de liaison de l'exciton. C'est la longueur d'onde à laquelle on peut espérer la plus grande différence entre la valeur de l'absorption à l'équilibre et celle obtenue lors du blanchiment du pic excitonique. Dans le cas d'un AS inséré dans une cavité, on travaille en réflexion et non plus en transmission, de préférence à la longueur d'onde du minimum de réflectivité du composant afin d'observer les effets non-linéaires les plus importants.

I. B. La puissance de seuil de commutation

Le seuil de saturation de l'absorption linéaire du matériau est la valeur minimale de la puissance optique de pompage à partir de laquelle on commence à observer le blanchiment du pic excitonique de la courbe d'absorption. C'est également la valeur de la puissance à partir de laquelle on observe un effet non-linéaire de l'absorption. Cette valeur dépend principalement du nombre de puits quantiques et plus pratiquement de la taille du faisceau optique incident. En effet, la densité de photons nécessaire à la saturation de l'absorption est constante pour un composant donné. Il est à noter que si un AS est inscrit en cavité, la qualité de cette cavité peut également faire varier cette valeur de puissance de seuil.

I. C. Le contraste on/off maximum

Si on fait l'analogie entre un AS et une porte non-linéaire, on peut considérer que le contraste on/off est le rapport entre la valeur de la fonction de transmission du composant à l'état bloquant et cette même valeur à l'état passant à la longueur d'onde du pic excitonique. C'est-à-dire le rapport entre la transmission quand l'absorption est maximale et la transmission quand l'absorption est complètement saturée.

Les deux grandeurs définies sont décrites sur le schéma de la Figure 76 qui représente la fonction de transmission d'un AS en fonction de la puissance d'entrée.

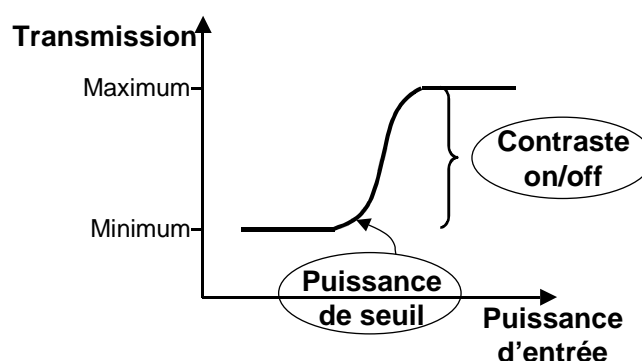


Figure 76. Fonction de transmission d'un AS en fonction de la puissance incidente

I. D. Le temps de retour à l'équilibre des porteurs

Le temps de retour à l'équilibre des porteurs dans des composants MQW ordinaires est de l'ordre de la nanoseconde. Comme on l'a vu dans le chapitre 2, pour être compatibles avec les exigences des télécommunications, les AS testés ont subi un dopage au fer afin de réduire la durée de vie des porteurs photo-crées à quelques picosecondes. Ce temps de retour à l'équilibre des porteurs se fait suivant une loi exponentielle décroissante. Sur la Figure 77, on voit la réponse d'un AS à une impulsion courte (5 ps). Le temps de retour à l'équilibre des porteurs, environ 40 ps, est ici très supérieur à la durée de l'impulsion, 5 ps. Cette valeur est déterminée à $1/e$ du maximum d'amplitude de la réponse impulsionnelle.

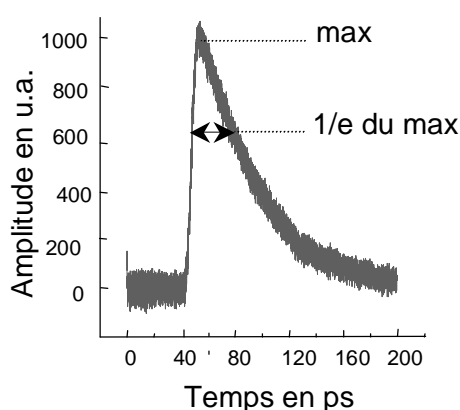


Figure 77. Réponse temporelle d'un AS

II. Définitions du contraste et de l'amélioration du taux d'extinction d'un signal

Dans le cas d'une transmission d'un signal binaire, la qualité du signal en terme d'amplitude est définie grâce à un paramètre qui est le taux d'extinction du signal. Ce taux d'extinction est le

rapport entre l'amplitude des '1' et celle des '0'. Une des principales fonctions d'un régénérateur est d'améliorer ce taux d'extinction afin de permettre une transmission sans erreur d'un signal sur une plus grande distance. Dans le cas de l'AS, l'amélioration de ce taux est fonction du contraste observé à la longueur d'onde de travail (longueur d'onde du pic excitonique pour un AS en transmission ou longueur d'onde du minimum de réflectivité du miroir non-linéaire) et de la puissance incidente du signal sur l'AS ainsi que de la configuration. Nous allons présenter les différents cas de figure dans les paragraphes suivants en prenant le cas d'un miroir en réflexion et de signaux RZ ou NRZ indifféremment.

II. A. Définitions en configuration saturation croisée ou pompe-sonde

Dans cette configuration, comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent, on dispose de deux signaux, un signal de pompe et un autre de sonde. Généralement, la longueur d'onde du signal de pompe est différente de celle du signal de sonde pour permettre un filtrage efficace. Or, l'absorption des MQW est fonction de la longueur d'onde. On a donc un coefficient de transmission, ou un coefficient de réflexion si l'AS est inséré dans une cavité, qui dépend de la longueur d'onde. Le signal de pompe et le signal de sonde ne bénéficient pas du même contraste on/off. Le schéma de la Figure 78 décrit les signaux de pompe, de sonde et le signal régénéré.

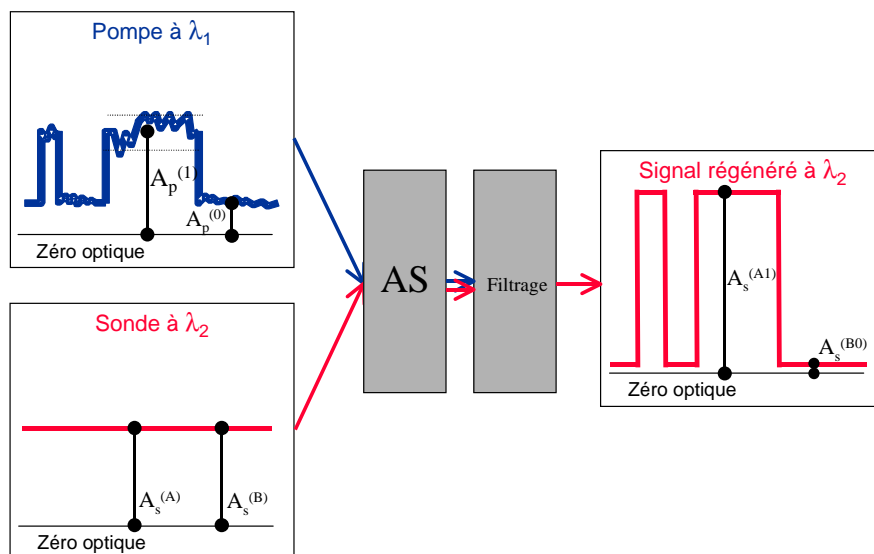


Figure 78. Description des amplitudes des signaux dans une configuration pompe-sonde

On choisit de préférence la longueur d'onde de la sonde égale à la longueur d'onde du pic excitonique afin de disposer du maximum de contraste possible entre les états passant et bloquant.

Le taux d'extinction de la pompe est : $T_{\text{pompe}} = A_p^{(1)} / A_p^{(0)}$ où $A_p^{(1)}$ et $A_p^{(0)}$ sont les amplitudes du signal de pompe sur les '1' et sur les '0'.

L'amplitude du signal de sonde pour les deux motifs deviennent : $A_s^{(A1)} = r(A_p^{(1)}, \lambda_2) \times A_s^{(A)}$ et $A_s^{(B0)} = r(A_p^{(0)}, \lambda_2) \times A_s^{(B)}$, où $r(A_p^{(1)}, \lambda_2)$

et $r(A_p^{(0)}, \lambda_2)$ sont les valeurs de la réflectivité quand le signal de pompe présente respectivement un '1' et un '0' à la longueur d'onde du signal de sonde et $A_s^{(A)}$ et $A_s^{(B)}$, les amplitudes du signal de sonde aux points A et B.

Le contraste du signal de sonde après passage à travers l'AS peut se définir de la manière suivante : $C_s = A_s^{(A1)} / A_s^{(B0)} = r(A_p^{(1)}, \lambda_2) / r(A_p^{(0)}, \lambda_2)$. Le taux d'extinction d'un signal de sonde continu est en fait égal au contraste de sonde.

II. B. Définitions en configuration d'auto-saturation

En auto-saturation, c'est le signal à régénérer qui après passage à travers l'AS continue de se propager. Ceci est illustré sur la Figure 79. Le taux d'extinction du signal de pompe avant passage à travers l'AS se définit par : $T_{\text{pompe}} = A_p^{(1)} / A_p^{(0)}$.

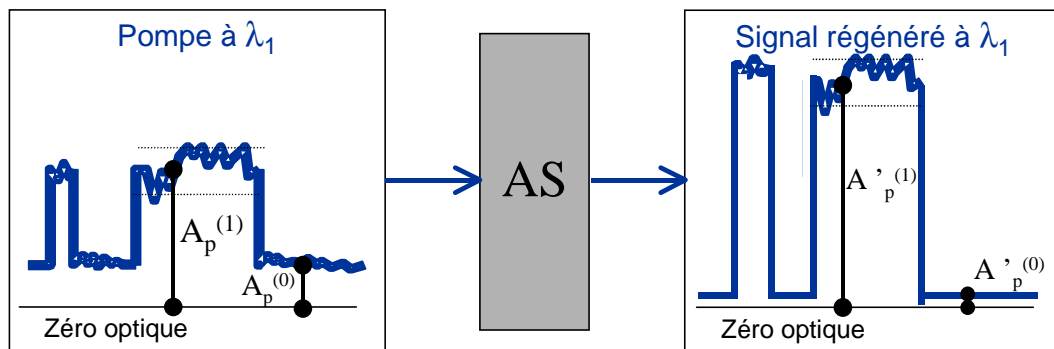


Figure 79. Description des amplitudes du signal dans une configuration en auto-saturation

Les amplitudes des '1' et des '0' du signal en sortie de l'AS sont : $A'_p^{(1)} = r(A_p^{(1)}, \lambda_1) \times A_p^{(1)}$ et $A'_p^{(0)} = r(A_p^{(0)}, \lambda_1) \times A_p^{(0)}$ où

$r(A_p^{(1)}, \lambda_1)$ et $r(A_p^{(0)}, \lambda_1)$ sont les valeurs de la réflectivité respectivement sur les '1' et sur les '0' à la longueur d'onde du signal incident et $A_p^{(1)}$ et $A_p^{(0)}$, les amplitudes du signal incident sur les '1' et les '0'.

Le contraste du signal après traversée de l'AS peut se définir à partir de l'expression des amplitudes après et avant traversée de l'AS : $C = r(A_p^{(1)}, \lambda_1) / r(A_p^{(0)}, \lambda_1)$

Ici, le taux d'extinction du signal régénéré est le taux du signal d'entrée amélioré du facteur de contraste à cette longueur d'onde : $T'_{\text{pompe}} = A'_p^{(1)} / A'_p^{(0)} = C \times T_{\text{pompe}}$

II. C. Remarques

Quand on utilise le terme de contraste dans une configuration pompe-sonde, il s'agit en réalité du contraste observé à la longueur d'onde du signal de sonde qui peut être différent de celui du signal de pompe si les longueurs d'onde sont différentes.

Dans les deux configurations, si le signal qui subit une remise en forme est un signal pulsé, on peut parler soit d'amélioration du taux d'extinction soit de contraste. L'exemple de configuration en saturation croisée donné plus haut est un cas particulier où la sonde est un signal continu. On peut envisager un signal de sonde pulsé. Dans ce cas, (Figure 80), le signal de sonde est en général une horloge à la fréquence du signal de pompe et le taux d'extinction du signal de sonde après traversée de l'AS est le taux d'extinction du signal en entrée du régénérateur amélioré du facteur C_s .

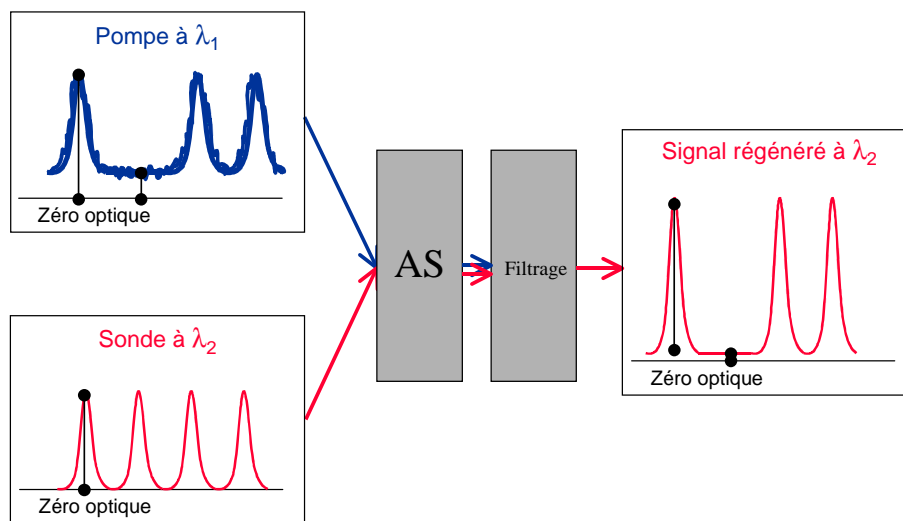


Figure 80. Pompe pulsée RZ et sonde pulsée RZ en auto-saturation

III. Caractérisations expérimentales des AS en auto-saturation

La configuration la plus aisée à mettre en œuvre est la configuration en auto-saturation. En effet, elle nécessite une seule source laser et utilise moins de composants optiques que la saturation croisée. Il est donc tout naturel de débiter par ces caractérisations. Cependant, il faut noter qu'elles donnent accès à un nombre limité de paramètres. On peut évaluer le contraste on/off ou l'amélioration du taux d'extinction d'un signal en fonction de la puissance incidente sur l'AS ou en fonction de la longueur d'onde. On peut également observer l'évolution de la réponse en terme de contraste et de puissance de seuil en fonction de la largeur temporelle d'un signal pulsé incident. Par contre, l'évolution du temps de retour à l'équilibre des porteurs ne peut être déterminé qu'en configuration pompe-sonde ou saturation croisée. Nous verrons dans ce paragraphe l'impact de la structure d'un AS sur ses caractéristiques de base (AS en transmission, AS en double passage, AS en micro-cavité).

III. A. Détermination et évolution des caractéristiques d'un AS suivant la structure du composant

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la longueur d'onde du pic excitonique est fixée lors de la croissance des couches semi-conductrices par épitaxie. C'est théoriquement à cette longueur d'onde que la différence de transmission entre l'état passant et l'état bloquant est la plus importante. C'est donc à cette longueur d'onde qu'on déduit le contraste on/off maximum d'un AS en transmission. Le contraste des AS en cavité Fabry-Perot dépend non seulement des caractéristiques du semi-conducteur à MQW mais aussi des paramètres et de la qualité de la cavité. Il en est de même pour la puissance de seuil de commutation. Nous allons comparer le contraste on/off et la puissance de seuil pour 3 échantillons constitués de 42 MQW InGaAs/InP dopés fer de structures différentes:

- Le premier est un AS de concentration en fer égale à 3.10^{17}cm^{-3} fonctionnant en transmission à la longueur d'onde 1550 nm.
- Le deuxième est en réalité une partie du précédent AS dont on a traité anti-reflets l'une des faces et sur l'autre, on a déposé un miroir d'argent. Il fonctionne donc en réflexion et un faisceau incident réalise un double passage à travers cet AS.
- Le dernier est un miroir non-linéaire, cet AS en micro-cavité est décrit à la page 65 (concentration en fer 9.10^{17}cm^{-3}). Il présente en face arrière un miroir d'or et en face avant un miroir de Bragg. La longueur d'onde de la cavité est centrée à 1540 nm.

La différence de concentration du dopage n'a d'effet que sur le temps de retour à l'équilibre des porteurs. Il est donné à titre indicatif. Les deux premiers ont un temps de retour à l'équilibre des porteurs de 140 ps et le troisième environ 30 ps. Puis, nous étudierons l'évolution de ces grandeurs en fonction du nombre de puits dans le cas des deux MNL.

III.A.1. Comparaisons en fonction du mode de fonctionnement

III.A.1.a) *AS fonctionnant en transmission*

Le schéma de l'expérience est simple (Figure 81) : une source laser continue à 1550 nm amplifiée est focalisée en incidence normale sur l'AS. En sortie, on récolte la puissance transmise grâce à un radiomètre. On règle la puissance incidente sur l'AS grâce à un atténuateur variable et on la visualise sur un radiomètre sur la voie 10% d'un coupleur 10/90. La taille de la tâche de focalisation est 5 μm de diamètre.

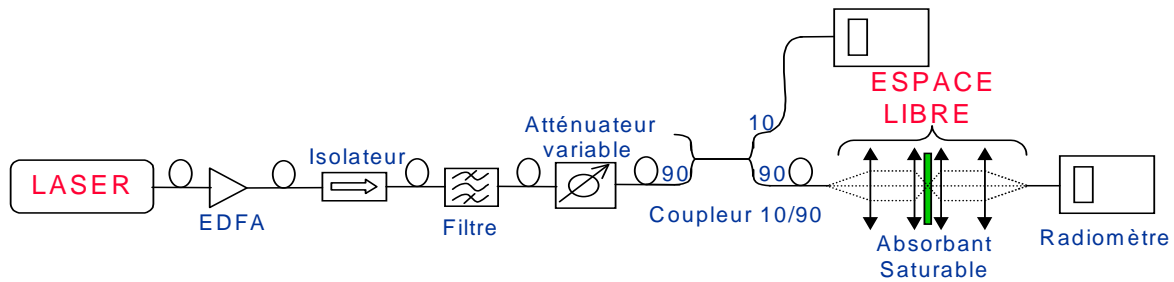


Figure 81. Montage expérimental : AS en transmission

Le contraste en décibels est la différence entre la puissance transmise et la puissance incidente sans les pertes d'insertion. Il est représenté en fonction de la puissance incidente sur la courbe suivante.

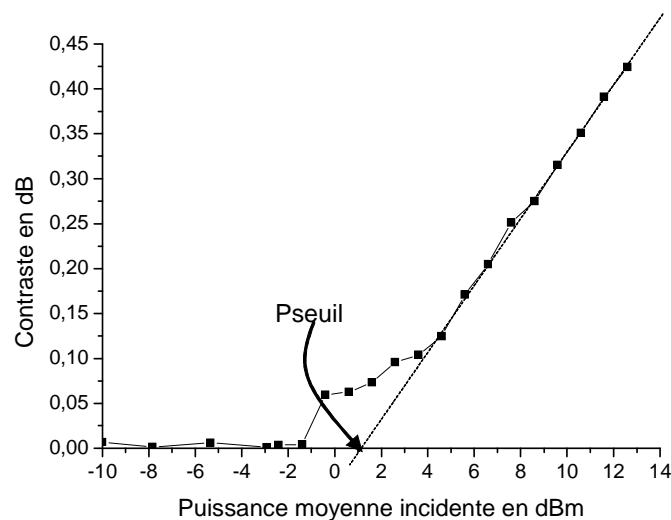


Figure 82. Contraste en fonction de la puissance moyenne incidente d'un AS de 42 puits quantiques en transmission

On peut considérer que la puissance de seuil est située à 1 dBm (1.26 mW) environ. Le contraste à 11 dBm de puissance moyenne incidente (10 dB au-dessus de la puissance de seuil) est 0.37 dB (8.2%).

III.A.1.b) AS fonctionnant en réflexion en double passage

Le montage pour étudier les caractéristiques de l'échantillon en double passage est pratiquement identique au précédent. La source laser est toujours continue. Nous avons seulement rajouté un circulateur optique afin de visualiser la puissance réfléchie par l'AS.

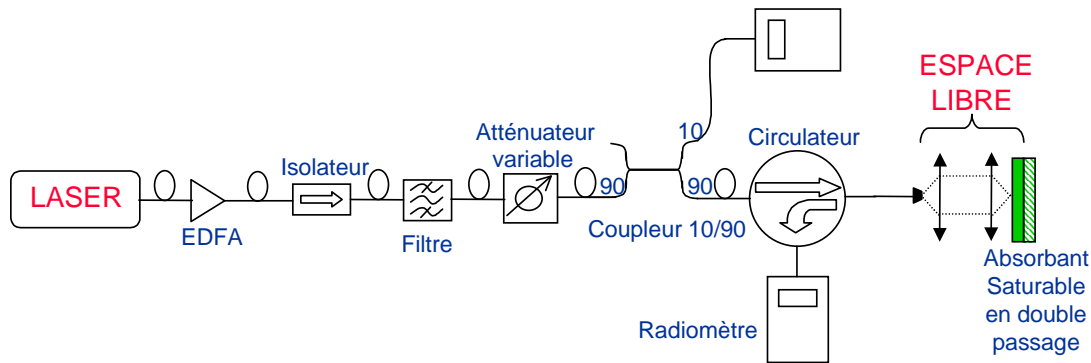


Figure 83. Montage expérimental : AS en double passage

La courbe suivante donne le contraste en fonction de la puissance incidente moyenne.

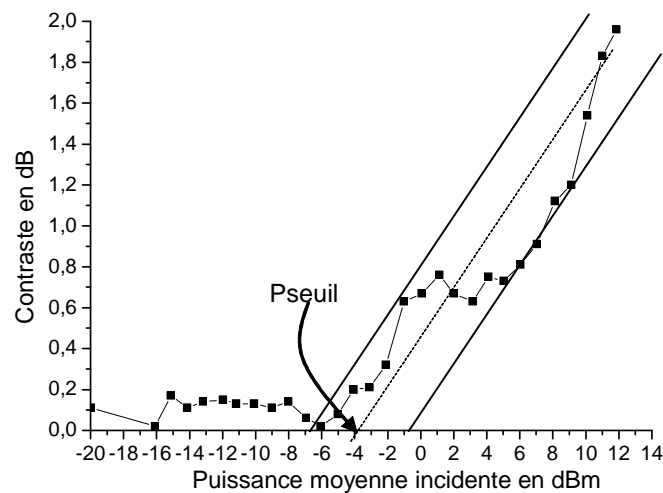


Figure 84. Contraste en fonction de la puissance moyenne incidente d'un AS de 42 puits quantiques en double passage

La puissance de seuil est ici réduite par rapport au cas précédent d'un facteur 3 environ. On passe de 1 dBm (1.36 mW) à -4 dBm (400 μ W) pour un même diamètre du spot de focalisation. A 10 dB au-dessus de la puissance de seuil, on a 0.85 dB (17.8%) de contraste, c'est-à-dire 0.5 dB de plus que dans le cas précédent. A la puissance moyenne de 11 dBm, on a un contraste de 1.75 dB, ce qui représente un contraste de 33.2% à comparer avec le cas précédent où on atteignait 8.2% pour une même puissance incidente. L'origine des fluctuations d'amplitude observées sur la courbe de contraste n'a pas été déterminée avec certitude. Mais il est probable que ces instabilités soient dues à des effets de polarisation voire même de température au vu des résultats obtenus dans les chapitres suivants.

III.A.1.c) AS fonctionnant en réflexion en cavité Fabry-Perot

Le montage de cette expérience est identique au précédent, seule la structure de l'AS varie. La source continue est à 1540 nm minimum de réflectivité de la cavité au lieu de 1550 nm, longueur d'onde du pic excitonique. Ce faisceau est amplifié et arrive en incidence normale sur l'AS en cavité.

On récolte après le circulateur optique le faisceau réfléchi. De la même manière que précédemment, on représente le contraste en fonction de la puissance incidente.

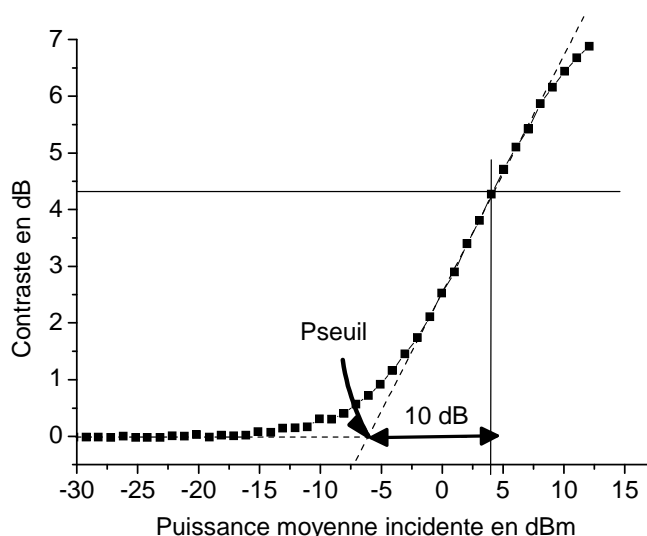


Figure 85. Contraste en fonction de la puissance moyenne incidente du miroir non-linéaire de 42 puits quantiques

La puissance de seuil moyenne est ici - 6 dBm (250 μ W). On a donc gagné un facteur 1.6 pour la puissance de seuil par rapport au cas précédent. A 10 dB au-dessus du seuil, on a 4.3 dB (62.8%) de contraste. On remarque que vers les grandes puissances apparaît une légère inflexion de la courbe du contraste. On se rapproche ici du blanchiment total de l'absorption excitonique. Le contraste maximum observé pour cet AS en cavité est 6.9 dB pour une puissance moyenne de pompe de 12 dBm.

III.A.2. Comparaisons des caractéristiques des deux MNL

Les courbes expérimentales de contraste des deux MNL en auto-saturation en signal continu sont représentées sur la Figure 86. Les puissances de seuil sont relativement différentes – 6 dBm pour les 42 puits et autour de 10 dBm pour les 61 puits quantiques en cavité. Il en est de même pour les valeurs maximales du contraste, 6.9 dB et 12.6 dB respectivement.

Ces courbes montrent que l'augmentation du nombre de puits quantiques permet un accroissement significatif du contraste. Par contre, la puissance nécessaire à déclencher les effets non-linéaires pour le MNL de 61 puits est très supérieure à celle du MNL de 42 puits. On remarque également qu'après la puissance de seuil, la pente de la courbe est beaucoup plus raide dans le cas de 61 MQW que dans l'autre cas. On se rapproche de la courbe d'une porte non-linéaire idéale

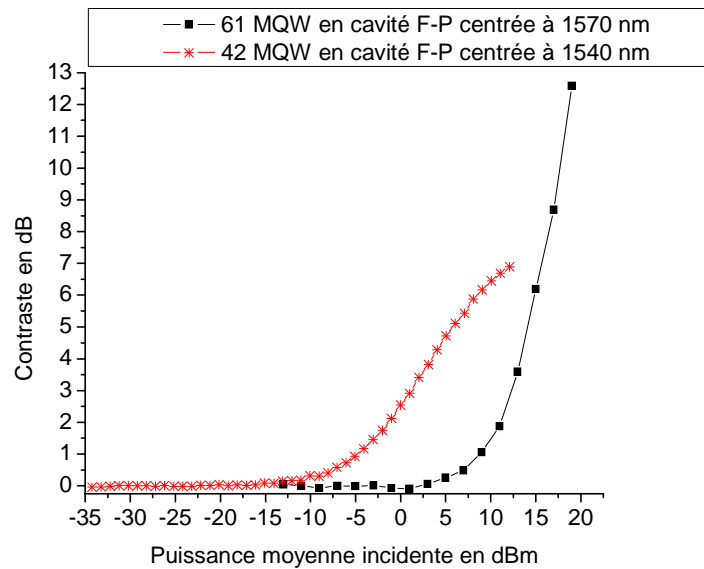


Figure 86. Contraste en fonction de la puissance moyenne incidente en auto-saturation des deux MNL

III.A.3. Conclusion

Pour un même nombre de puits quantiques, l'insertion d'un AS dans une cavité permet une diminution de la puissance de seuil de commutation d'un facteur 5.4. A 10 dB au-dessus de la puissance de seuil, la valeur du contraste est améliorée de 52% par rapport à la version AS en transmission et de 27% par rapport à la version AS en double passage. La mise en cavité des absorbants saturables est, nous le voyons ici, nécessaire pour diminuer la puissance de seuil et augmenter le contraste pour une utilisation de ces composants en tant que régénérateurs tout optiques. Par contre, un nombre important de puits permet un contraste fort mais augmente la puissance de seuil du composant. Il est donc nécessaire de faire un compromis entre le nombre de puits quantiques, c'est-à-dire la valeur du contraste on/off maximum et la puissance de seuil de saturation de ces puits. Rappelons qu'une amélioration du taux d'extinction de 5 dB est au minimum requise pour une utilisation en tant que régénérateur dans une ligne de transmission à très haut débit.

III. B. Evolution du contraste en fonction de la longueur d'onde

III.B.1. Introduction

Nous allons voir dans ce paragraphe que le contraste est fonction de la longueur d'onde. Pour un AS en transmission, on a une variation du contraste ou de la réflectivité qui suit les variations de la courbe d'absorption excitonique en fonction de la longueur d'onde. Ces variations sont finalement peu importantes, le pic excitonique étant relativement large en longueur d'onde. Sur la Figure 87, nous avons tracé la courbe de l'absorbance d'un AS en transmission en fonction de la longueur obtenue grâce à un spectrophotomètre. L'absorbance est le logarithme base 10 de l'inverse de la

transmittance. Cet AS est constitué de 42 MQW InGaAs/InP dopés fer de concentration 10^{17} cm^{-3} (son temps de retour à l'équilibre est de 320 ps environ) dont la longueur d'onde centrale du pic excitonique est 1578 nm.

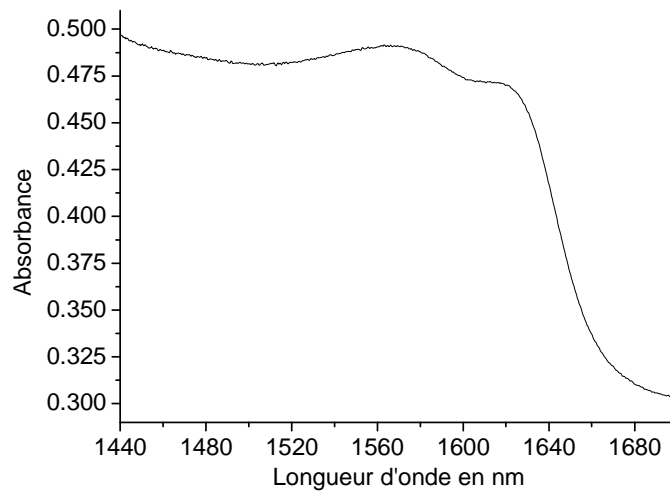


Figure 87. Absorbance en fonction de la longueur d'onde d'un AS en transmission

Dans le cas d'un AS en cavité, on a de plus grandes variations dues à la fonction de transmission de la cavité. La courbe d'absorbance en fonction de la longueur d'onde qui suit (Figure 88) a également été obtenue grâce à un spectrophotomètre. Il s'agit ici d'un AS de 42 puits en cavité dont le miroir avant est un miroir de Bragg et le miroir arrière est un miroir d'or.

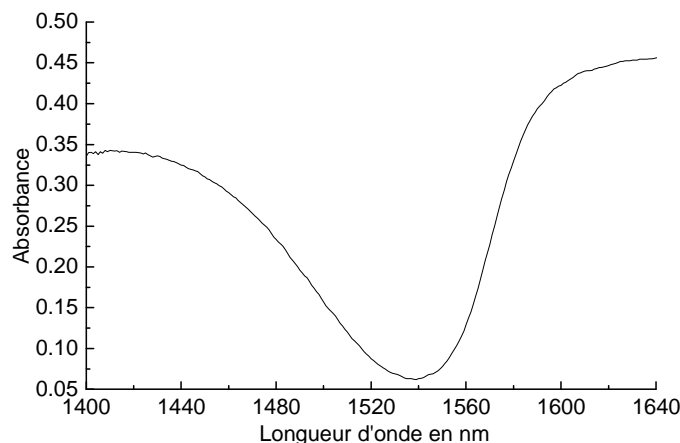


Figure 88. Absorbance en fonction de la longueur d'onde d'un AS en réflexion

Dans les sous-paragraphes suivants, nous allons expliquer le montage expérimental et exposer la courbe du contraste en fonction de la longueur d'onde d'un AS de 61 puits quantiques dopés au fer en microcavité dont le miroir avant est constitué de l'interface air-InP et le miroir arrière est un miroir d'or. Il est décrit plus en détails au paragraphe IV. B du chapitre 3. Le temps de retour à l'équilibre des porteurs est 10 ps. La puissance crête de seuil est environ 9 dBm. La cavité est

centrée autour de 1575 nm. Nous cherchons à obtenir des courbes du contraste en fonction de la longueur d'onde pour des puissances de crête supérieures à la puissance de seuil du composant.

III.B.2. Montage expérimental

Le schéma de l'expérience est similaire à celui présenté dans le paragraphe précédent. Un focaliseur fibré remplace l'association de lentilles en espace libre pour la focalisation du faisceau laser sur l'AS. Le diamètre de la tâche de focalisation est également de 5 μm de diamètre. Le détecteur n'est plus un radiomètre mais une photodiode rapide de bande passante 32 GHz qui permet une visualisation du signal sur un oscilloscope à échantillonnage de bande passante 50 GHz. Une source pulsée de largeur temporelle 60 ps à la fréquence de 200 MHz est amplifiée et est focalisée en incidence normale sur l'AS. Cette source est accordable autour de la longueur d'onde centrale de la cavité Fabry-Perot.

III.B.3. Résultats expérimentaux

Comme dans le paragraphe précédent, le contraste (en dB) en fonction de la puissance moyenne incidente (en dBm) est représenté pour six valeurs de longueurs d'onde autour du minimum de réflectivité de la cavité. On balaie en longueur d'onde entre 1555 et 1580 nm.

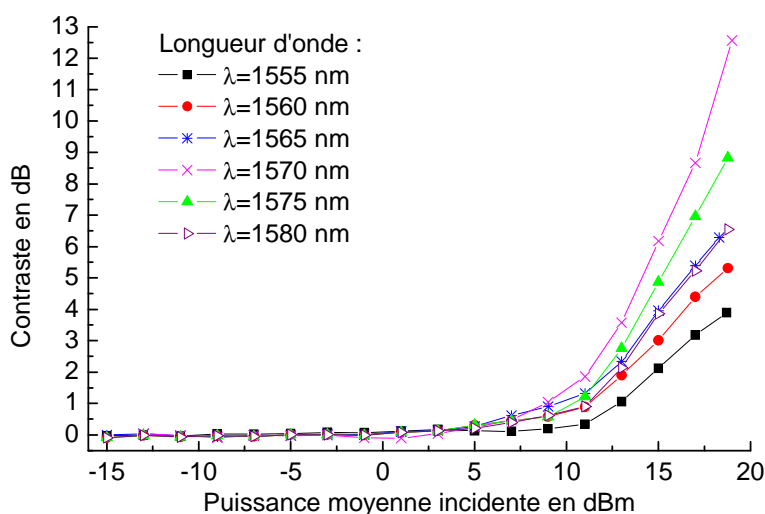


Figure 89. Contraste en fonction de la puissance crête incidente pour 6 valeurs de longueur d'onde

La puissance de seuil est située autour de 10 dBm de puissance moyenne. Le minimum de réflectivité de la cavité semble se situer autour de 1570 nm. C'est en effet là qu'on peut attendre le maximum de contraste. On atteint 12.6 dB de contraste pour une puissance incidente de 19 dBm. Si on représente maintenant, le contraste en fonction de la longueur d'onde pour des valeurs de puissance moyenne incidente au-dessus du seuil (de 11 dBm à 19 dBm), on obtient la Figure 90.

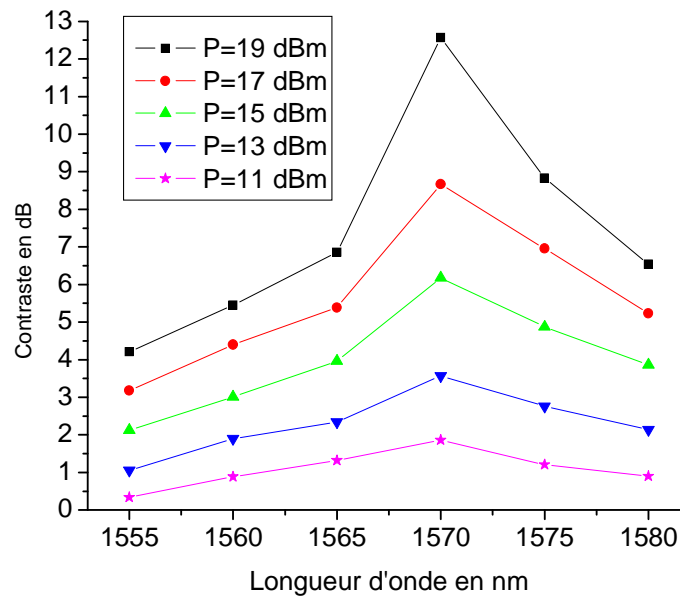


Figure 90. Contraste en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs puissances moyennes incidentes

A 19 dBm de puissance incidente, on atteint 12.6 dB de contraste, ce qui est proche de la valeur maximale de contraste obtenue par une méthode pompe-sonde dégénérée de largeur temporelle 130 fs à la longueur de résonance de la cavité, observée par le laboratoire d'étude des nanostructures à semi-conducteur de l'INSA de Rennes qui est 13 dB environ comme le montre la Figure 91 (la courbe qui nous intéresse est notée INSA 2129). Le contraste varie rapidement autour de la longueur d'onde du minimum de réflectivité. Pour une puissance incidente de 19 dBm par exemple, le contraste n'est plus que de 5.2 dB 10 nm au-dessous de cette longueur d'onde et de 6.4 dB 10 nm au-dessus. On reste à 3 dB du contraste maximum sur environ 10 nm, mais cette plage est légèrement dissymétrique par rapport à la longueur d'onde du maximum de contraste.

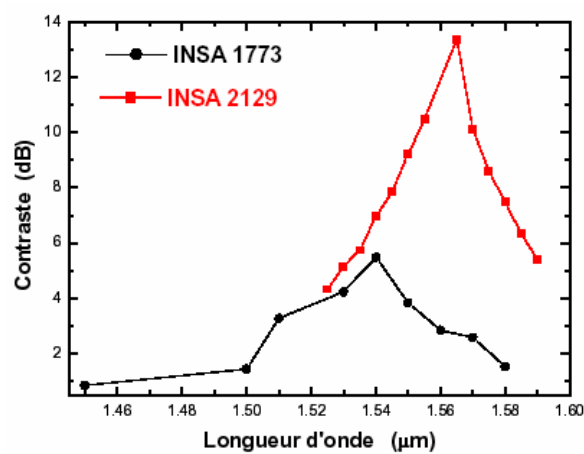


Figure 91. Contraste en fonction de la longueur d'onde de l'échantillon 1773 de réponse environ 40 ps (42 puits) et de l'échantillon 2129 de réponse 10 ps (61 puits) (d'après le LENS de l'INSA de Rennes)

III.B.4. Conclusion

Pour résumer, on peut dire que dans une configuration en auto-saturation d'un MNL à base de MQW insérés dans une cavité asymétrique Fabry-Perot, le maximum de contraste observable se situe à la longueur d'onde de la résonance de la cavité. Cette valeur dépend des caractéristiques du MNL : du nombre de puits pour la valeur du coefficient d'absorption, de la longueur de la cavité, des coefficients de réflexion des miroirs de la cavité. Pour bénéficier du contraste le plus important possible il est préférable que le maximum du coefficient d'absorption soit le plus aligné possible avec la longueur d'onde de résonance de la cavité. Il faut également remplir la condition d'adaptation d'impédance de la cavité entre autres. Tous ces paramètres sont définis et les conditions présentées au chapitre précédent, chapitre 2 paragraphe III. C à la page 61. Dans le cas de cet AS de 61 puits en cavité en auto-saturation, à la longueur d'onde optimale, 1570 nm, nous pouvons obtenir un contraste de l'ordre 5 dB, requis pour une utilisation en tant que régénérateur, à partir de 15 dBm de puissance moyenne de pompe (pour un diamètre de tâche de 5 μm). Cette plage s'étend sur 10 nm environ à 15 dBm et atteint finalement 40 nm à 19 dBm de puissance incidente. On peut noter qu'il n'est pas possible d'augmenter la puissance au-dessus de 19.5 dBm de puissance moyenne sans endommager l'échantillon.

III. C. Evolution de la puissance de seuil et du contraste en fonction de la largeur temporelle de l'impulsion incidente et de la fréquence de répétition du signal

III.C.1. Introduction

La dynamique de la saturation de l'absorption excitonique est fonction du temps de retour à l'équilibre des porteurs τ_c . On peut faire un parallèle entre la dynamique de saturation de l'absorption excitonique et la dynamique de saturation du gain dans un amplificateur optique. C'est d'ailleurs le formalisme du modèle d'Agrawal de saturation du gain dans un amplificateur à semi-conducteurs qui sera utilisé pour simuler la propagation d'une impulsion à travers le MNL. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons présenter les résultats d'expériences qui mettent en évidence le comportement d'un MNL à base d'AS en fonction de la fréquence du signal de pompe et de la largeur des impulsions (τ_p), c'est-à-dire en fonction du taux de remplissage du signal (rapport entre la largeur temporelle d'un symbole et d'un temps bit) en auto-saturation.

III.C.2. Mesures de contraste en fonction de la largeur temporelle et de la fréquence d'un signal en auto-saturation

Ces expériences ont été réalisées avec un signal à 1554 nm en auto-saturation sur un AS en cavité de 61 puits quantiques présentant un minimum de réflectivité autour de 1570 nm. Cette longueur d'onde d'émission a été fixée par l'appareillage disponible au laboratoire lors de la mise au

point de ces expériences. Ce qui signifie qu'on n'attend pas la valeur maximale du contraste car on est décalé par rapport au point de fonctionnement optimal de cet AS. Nous avons tout d'abord étudié l'évolution du contraste en fonction de la puissance incidente de différents types de signaux avec pour signal de pompe soit un signal continu, soit une horloge NRZ de 100 ps de largeur temporelle à 5 GHz, où une horloge RZ de 25 ps à 100 MHz, où encore une horloge de 10 ps à 100 MHz.

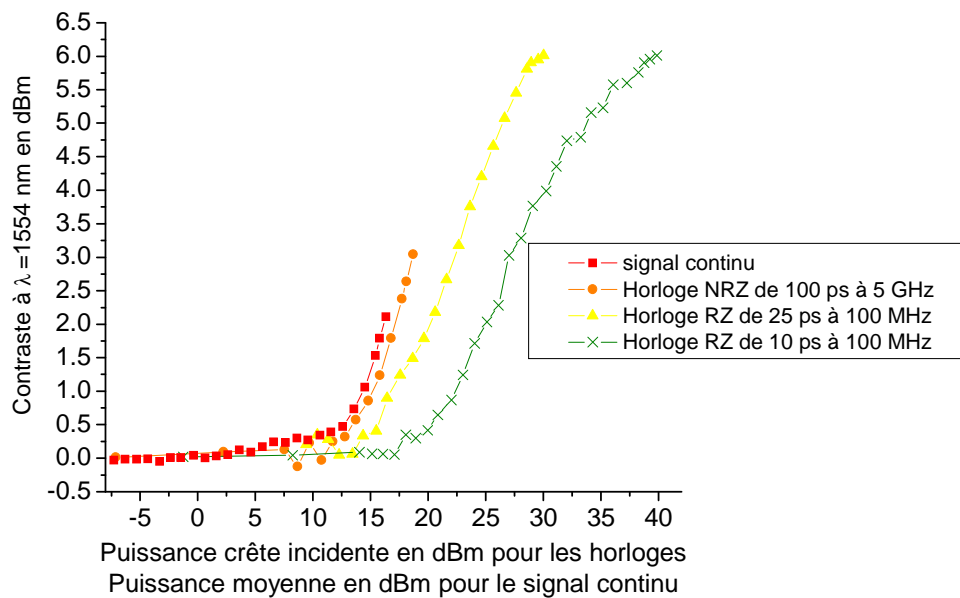


Figure 92. Contraste en fonction de la puissance incidente pour des signaux de largeur temporelle 100, 25, 10 ps et un signal continu

La puissance crête du signal peut être définie par $P_{\text{crête}} \text{ (dBm)} = P_{\text{moyenne}} \text{ (dBm)} + 10 \times \log \left(\frac{T}{\tau_p} \right)$ où T est

la période du signal et τ_p la largeur temporelle à mi-hauteur du signal. Nous voyons sur la figure que la puissance de seuil du signal incident augmente quand la largeur de l'impulsion diminue. Plus la durée de l'impulsion incidente se rapproche du temps de retour à l'équilibre des porteurs et plus la puissance de seuil est importante : de 12 dBm pour le signal continu, on passe à 18 dBm pour le signal de 10 ps. Du point de vue énergétique, dans le cas d'impulsions à 100 ps, il faut $8.1 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour saturer l'absorbant et $3.2 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ dans le cas d'impulsions de 10 ps (le spot fait toujours $5 \mu\text{m}$ de diamètre). Dans le cas d'une impulsion de 100 ps, on gagne un facteur 4 en puissance et on perd un facteur 2.5 en énergie par rapport à la saturation grâce à des impulsions de 10 ps. On remarque également que les pentes des courbes de contraste en fonction de la puissance incidente varient entre le cas continu et l'horloge de largeur temporelle 10 ps.

Les deux séries de courbes exposées sur la figure suivante, représentent l'amélioration du taux d'extinction d'horloges dont la durée des impulsions τ_p est de 25 ps ou 10 ps. Le temps de retour à l'équilibre des porteurs est toujours de 10 ps environ.

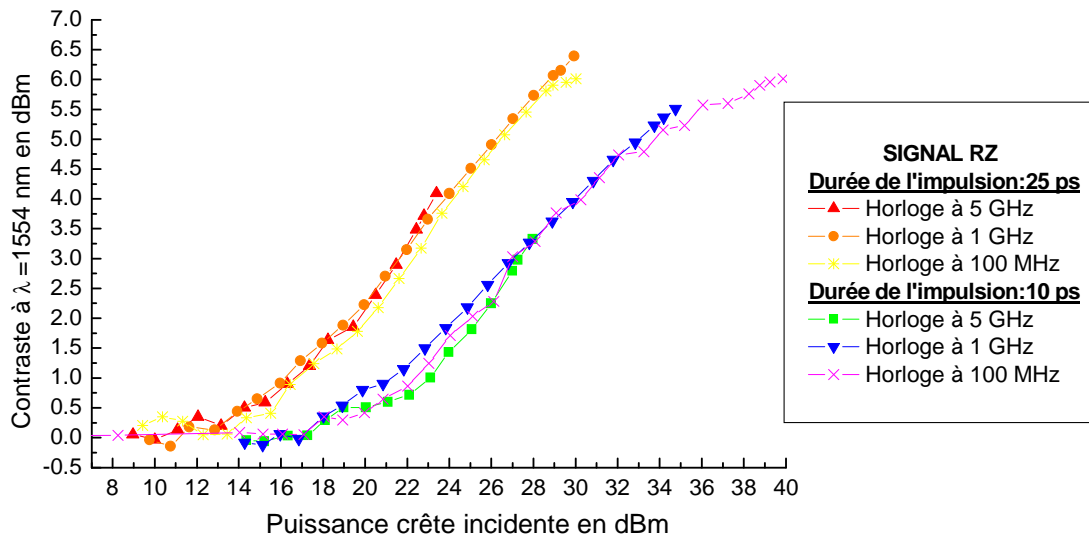


Figure 93. Contraste en fonction de la puissance incidente pour des signaux de 25 ps et 10 ps à 3 fréquences de répétition : 5 GHz, 1 GHz et 100 MHz

Les courbes de contraste en fonction de la puissance de crête sont décalées en puissance quand les durées des impulsions sont différentes mais superposées pour une même durée des impulsions quelque soit la fréquence de répétition du signal. La puissance de seuil pour les horloges dont la largeur d'une impulsion est de 25 ps se situe à 13 dBm environ alors que pour une largeur temporelle des impulsions de 10 ps, elle atteint 18 dBm. Comme nous avons déjà pu l'observer, on a une légère différence de pente entre les deux séries de courbes de contraste au-delà de leurs puissances de seuil respectives. Dans les deux cas, on atteint un plateau du contraste en fonction de la puissance incidente à 6.1 dB, à 30 dBm de puissance crête incidente pour 25 ps et à 39 dBm pour 10 ps.

Pour résumer, on peut dire qu'en auto-saturation quelque soit la fréquence de répétition du signal de pompe, on obtient la même courbe de contraste en fonction de la puissance incidente pour des impulsions de même largeur temporelle. Il semble donc que des variations du taux de remplissage du signal c'est-à-dire la proportion du temps pendant laquelle on fournit de l'énergie, on peut encore définir cette grandeur comme étant le ratio de la largeur de l'impulsion et de la période du signal, ne modifie pas les performances de l'AS en auto-saturation. Plus τ_p est grand devant le temps de retour à l'équilibre des porteurs τ_c , plus on améliore les conditions d'utilisation du MNL : la puissance de seuil effective devient de plus en plus faible et la pente de la courbe de contraste plus abrupte (la limite étant le cas d'un pompage avec un signal continu).

Ces résultats ont été confirmés par des simulations de propagation d'un signal pulsé dans un MNL à base d'AS s'appuyant sur un modèle de saturation du gain dans les amplificateurs à semi-conducteurs. C'est le propos du paragraphe suivant.

III.C.3. Simulations numériques du contraste en fonction de la largeur temporelle des impulsions incidentes

Pour modéliser la propagation d'une impulsion à travers un miroir non-linéaire, nous nous sommes appuyés sur le modèle de saturation du gain dans les amplificateurs à semi-conducteurs d'Agrawal (1989) [2] en remplaçant dans les équations d'évolution, le gain par l'absorption. Les équations d'évolution de la puissance et de l'absorption sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{\partial P(z, \tau)}{\partial z} &= -\alpha(z, \tau)P(z, \tau) \\ \frac{\partial \alpha(z, \tau)}{\partial \tau} &= \frac{\alpha_0 - \alpha(z, \tau)}{\tau_c} - \frac{\alpha(z, \tau)P}{E_{\text{sat}}}\end{aligned}$$

où la propagation se fait selon l'axe z . Le temps τ est mesuré dans un repère lié à l'impulsion. $P(z, \tau)$ représente la puissance de l'impulsion et $\alpha(z, \tau)$ le coefficient d'absorption de l'absorbant saturable. On intègre par rapport à z , l'équation pour trouver :

$$P_{\text{sortie}}(\tau) = P_{\text{entrée}}(\tau) e^{-h(\tau)} \text{ avec } h(\tau) = \int_0^L \alpha(z, \tau) dz$$

où L est la longueur de l'absorbant saturable.

Puis, en injectant l'équation, puis en intégrant par rapport à z , on arrive ensuite à :

$$\frac{dh(\tau)}{d\tau} = \frac{\alpha_0 L - h(\tau)}{\tau_c} - \frac{P_{\text{entrée}}(\tau)}{E_{\text{sat}}} (e^{-h(\tau)} - 1)$$

L'idée consiste alors à découper l'absorbant saturable en tranches selon l'axe z , puis à appliquer sur chaque tranche les équations afin d'obtenir l'évolution de l'impulsion au cours de la propagation.

Dans cette simulation, nous avons également pris en compte le fait que l'AS est inséré dans une cavité Fabry-Perot asymétrique. Tous les paramètres utilisés correspondent aux dimensions de l'AS ou du faisceau incident et des données fournies par l'INSA de Rennes dans une configuration d'auto-saturation. On voit sur la figure qui suit, Figure 94, comme sur les figures expérimentales précédentes, que la durée de l'impulsion incidente modifie la courbe de contraste en fonction de la puissance incidente. Ces variations concordent relativement bien qualitativement avec les résultats expérimentaux.

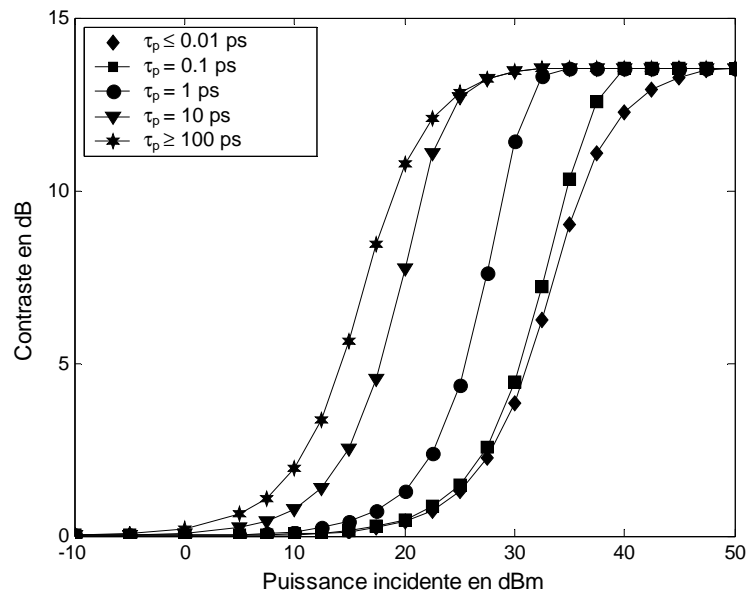


Figure 94. Simulations du contraste d'un MNL en fonction de la puissance incidente de pompe et en fonction de la largeur temporelle de l'impulsion incidente

Les puissances de seuil effectives et les pentes du contraste avant d'arriver à saturation complète diffèrent suivant la largeur temporelle de l'impulsion incidente. On parle ici de puissance de seuil effective car l'énergie de saturation du composant est constante dans l'expression de l'absorption dans la simulation et c'est uniquement la largeur de l'impulsion incidente qui régit la valeur de la puissance de seuil de saturation. Sur la figure ci-dessus, on a représenté la limite supérieure ($\tau=100$ ps) et inférieure ($\tau=0.01$ ps) après lesquelles la courbe d'absorption en fonction de la puissance incidente ne varie plus quelle que soit la durée de l'impulsion incidente. Quand la durée de l'impulsion incidente est 10 fois supérieure au temps de retour à l'équilibre des porteurs, le contraste est uniquement fonction de la puissance incidente. Dans cet exemple, la pente du contraste après la saturation varie légèrement d'une courbe à l'autre, pas suffisamment néanmoins pour modifier complètement le comportement de l'AS dans une application en tant que régénérateur. Le facteur limitant ici reste la puissance de seuil des effets non-linéaires. Elles passe de 10 dBm environ à 28 dBm entre les deux valeurs limites de largeur de l'impulsion incidente. Entre le cas quasi-continu et 10 ps, la puissance de seuil ne varie que de 2 à 3 dB. Dès que la durée de l'impulsion est inférieure à τ_c , la valeur du seuil varie beaucoup plus rapidement. Pour les largeurs d'impulsions très inférieures à τ_c , les phénomènes régissant le retour à l'équilibre des porteurs sont différents du cas où la durée de l'impulsion est de l'ordre de la picoseconde (voir références du Chapitre 2II.F.1). Les courbes ne sont tracées ici qu'à titre indicatif.

III.C.4. Conclusion

Le facteur caractéristique d'une saturation est la densité de seuil de photons, c'est-à-dire la quantité de photons par unité de volume qu'il faut fournir au système pour saturer l'absorption ou le gain du semi-conducteur. Cette densité de seuil de photons peut être directement reliée à une

énergie de saturation. Dans notre cas, c'est la quantité d'énergie qu'il faut fournir à l'AS pour que la valeur du coefficient d'absorption diminue de moitié. L'énergie de saturation étant une constante pour un échantillon donné puisqu'elle est liée au nombre de porteurs et aux centres de recombinaison et de capture, c'est la dynamique des porteurs qui impose le régime de saturation. Selon la durée des impulsions incidentes de pompage par rapport au temps de retour à l'équilibre des porteurs et pour une même puissance crête incidente, on n'a pas à faire au même régime de saturation. Cette largeur temporelle à mi-hauteur peut être assimilée à la durée pendant laquelle on fournit de l'énergie au système. Elle doit être comparée au temps de retour à l'équilibre des porteurs. Quand $\tau_p \gg \tau_c$, on se trouve dans un régime de saturation par la puissance, ce qui revient à dire qu'une seule impulsion (peut-être même une seule partie de l'impulsion en temps) fournit suffisamment d'énergie pour saturer l'absorption. Quand $\tau_p \ll \tau_c$, on est dans un régime de saturation par l'énergie.

IV. Caractérisations expérimentales et simulations des AS en saturation croisée

Les caractérisations en saturation croisée ou pompe-sonde permettent grâce à la sonde de visualiser un paramètre supplémentaire : le temps de retour à l'équilibre des porteurs. Il faut toutefois noter que dans cette configuration, quand la longueur d'onde de la sonde et de la pompe sont différentes, le contraste on/off maximum et la puissance de seuil peuvent être différents des cas précédents pour les mêmes AS.

Ces séries d'expériences ont été réalisées en plusieurs phases et ont été plus ou moins faciles à mettre en œuvre selon que la longueur d'onde de travail des échantillons à tester était en bande C ou L et suivant l'homogénéité des composants. Nous verrons ce point à la fin de ce chapitre. Ces expériences qui au départ ont été menées afin de comparer les valeurs de contraste et de puissance de seuil incidente ont finalement conduit à l'observation de comportements non prévisibles attribués à des effets thermiques dans le semi-conducteur. Ce sera le sujet du chapitre suivant.

IV. A. Schéma général de l'expérience

Le schéma de base de l'expérience est représenté sur la Figure 95. Un signal de pompe et un signal de sonde sont combinés grâce à un coupleur 50/50 à l'entrée d'un circulateur optique. La sortie commune du circulateur est reliée à un focaliseur en espace libre qui est placé en incidence normale sur l'AS en micro-cavité. Après réflexion sur le MNL, en sortie du circulateur, on sépare les deux signaux en filtrant la longueur d'onde du signal de pompe. Le faisceau de sonde peut alors être récolté et analysé grâce à une photodiode rapide. On peut visualiser les paramètres du signal de pompe (fréquence, longueur d'onde et puissance) en prélevant une partie sur la voie d'émission.

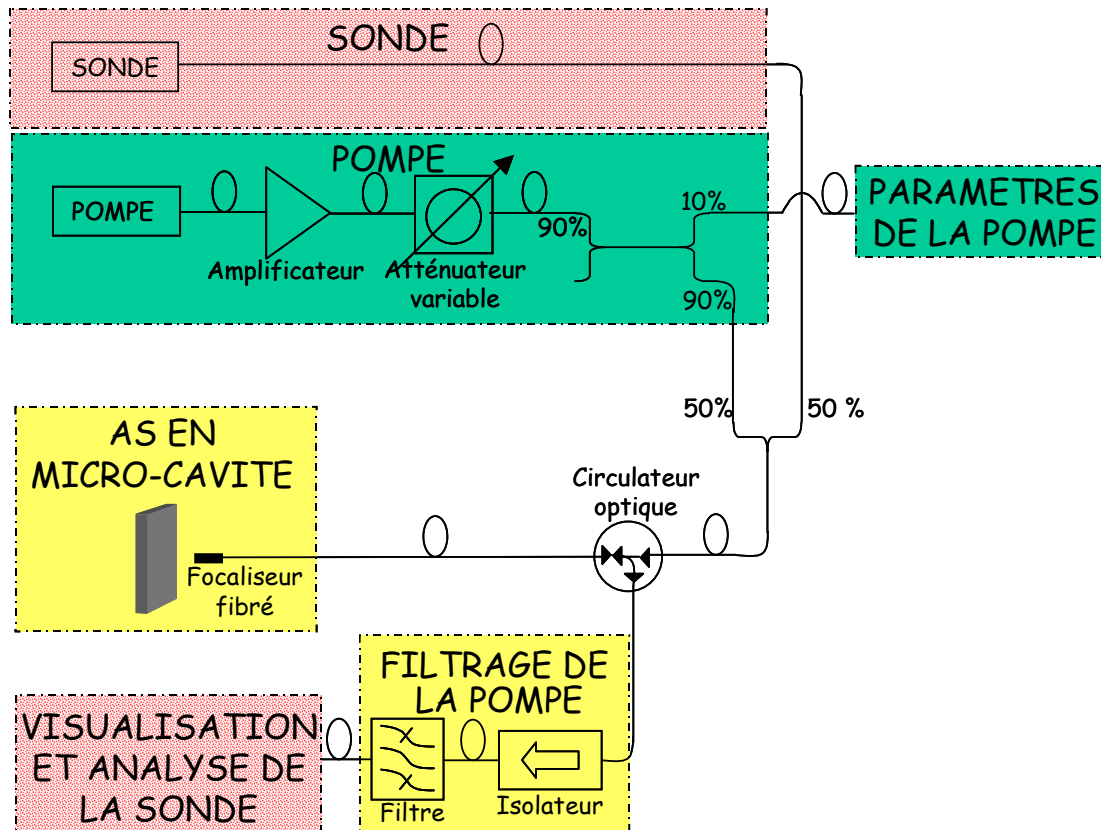


Figure 95. Schéma de base d'une expérience pompe-sonde

Nous pouvons faire plusieurs remarques pratiques à ce stade des descriptions. La première concerne la réponse des détecteurs. La visualisation des temps de retour à l'équilibre très courts est limitée par les bandes passantes de l'appareillage. En effet, le temps de réponse caractéristique d'un ensemble photodiode, tête d'échantillonnage et oscilloscope, dans le cas d'une photodiode de bande passante de 40 GHz, d'une tête d'échantillonnage à 40 GHz et d'un oscilloscope à échantillonnage 50 GHz, est de l'ordre de 6.5 ps, le temps de réponse étant évalué grâce à la relation :

$$t \approx \sqrt{\sum_i \left(\frac{1}{(2\pi B_i)^2} \right)}$$

où les B_i sont les bandes passantes électriques des i éléments.

Il faut noter que pour des raisons de contraintes expérimentales, le signal de pompe est très souvent un signal à 1540 nm de longueur d'onde quel que soit l'AS. Etant données les puissances de pompe utilisées, il a souvent été nécessaire de réaliser plusieurs étages de filtrage. Le premier filtre est un filtre à réseau de Bragg qui ne présente aucune limitation de puissance incidente et qui permet une extinction du signal de 30 dB sur une largeur spectrale de 4 à 5 nm. L'efficacité du pompage en fonction de la longueur d'onde ne sera pas discutée ici. On se contentera de signaler que pour blanchir efficacement le premier pic excitonique de l'absorption, il faut fournir des photons d'énergie au moins égale à l'énergie de la transition du premier niveau excité vers le fondamental. En pompant à 1540 nm, nous nous trouvons à chaque fois dans ce cas.

IV. B. Evolution du temps de réponse d'un AS en fonction de la puissance incidente

Sur la figure suivante, nous voyons la réponse d'un AS dont le temps de retour à l'équilibre 30 ps environ à des impulsions de 5 ps en fonction de la puissance incidente de pompe. Le signal représenté est le signal de sonde après un filtrage du signal de pompe.

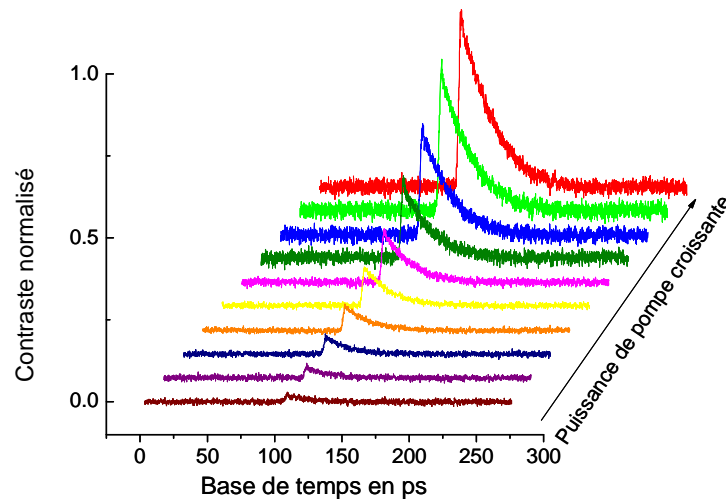


Figure 96. Contraste du signal de sonde normalisé en fonction du contraste maximum en fonction du temps pour des puissances de pompe croissantes

Le signal de sonde n'« imprime » la réponse du composant que quand les puissances du signal de pompe sont supérieures à la puissance de seuil de l'AS. Nous pouvons voir sur cette figure que le temps de retour à l'équilibre se fait bien selon une exponentielle décroissante. Si on représente la largeur temporelle à $1/e$ du maximum d'amplitude du signal de sonde en fonction de la puissance incidente, on obtient la courbe suivante (Figure 97).

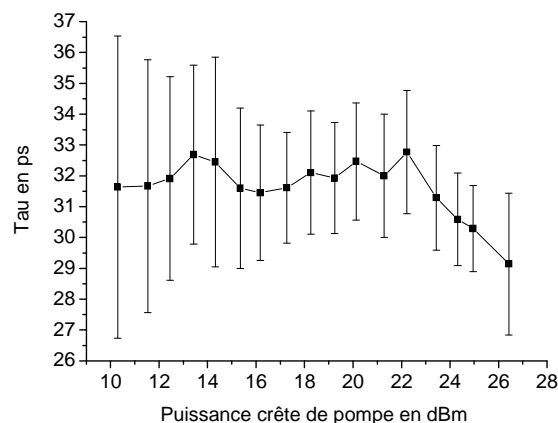


Figure 97. Temps de retour à l'équilibre des porteurs du signal de sonde en fonction de la puissance crête du signal de pompe

Le temps de retour à l'équilibre des porteurs varie peu avec la puissance du signal de pompe. La valeur de τ est fixée autour de 32 ps. Les incertitudes sont importantes sur la mesure du temps de retour à l'équilibre des porteurs à faible puissance incidente. En effet, le signal de sonde présente un faible contraste et le bruit de la photodiode vient s'ajouter à ce faible signal. Il devient alors difficile de déterminer le temps à $1/e$ du maximum d'amplitude du signal à l'oscilloscope du fait de l'épaisseur des traits.

Ces remarques sont valables pour tous les échantillons dont le temps de retour à l'équilibre a pu être observé à la photodiode 32 ou 34 GHz sur un oscilloscope de bande passante 50 GHz et une tête d'échantillonnage 40 GHz.

IV. C. Mesures du contraste en fonction de la puissance de pompe et en fonction de la fréquence

Dans la plupart des expériences de régénération grâce à des AS en cavité, on a des conditions sur les impulsions qui ne répondent pas tout à fait aux conditions des transmissions en ligne. En effet, le plus souvent le taux de remplissage, c'est-à-dire le ratio de la largeur de l'impulsion et du temps bit, est fixé à un taux relativement faible d'environ 5%, alors que des conditions plus réalistes supposeraient un taux proche de 25%. On peut expliquer ce terme de taux de remplissage en se rapportant à l'énergie. C'est la proportion du temps pendant laquelle on fournit de l'énergie au système. Ceci nous amène au fait que les conséquences liées à une élévation éventuelle de la température au niveau du point de focalisation sur l'échantillon n'ont pas forcément été mises en évidence dans les expériences dont on a parlé précédemment. Les expériences qui vont suivre vont être présentée de manière un peu plus chronologique que précédemment. Nous allons tenter de montrer l'impact d'une augmentation du taux de remplissage d'un signal, donc de la température du spot de focalisation, sur les performances d'un MNL. Le principe du montage en pompe-sonde est toujours celui présenté sur la Figure 95 page 101, mais les longueurs d'onde du signal de pompe et de sonde peuvent changer suivant le point de focalisation ou de l'échantillon testé d'une expérience à une autre. Elles seront donc spécifiées dans chaque cas. L'évolution des montages expérimentaux a été fonction du matériel disponible au laboratoire et c'est surtout la source du signal de pompe qui varie d'un cas à un autre. Nous allons donc préciser dans chaque sous-paragraphe, la source utilisée et l'AS testé.

IV.C.1. Equipement électronique d'émission à 2.5 GHz et MNL de 42 puits quantiques

Cette expérience est une expérience pompe-sonde sur un AS en micro-cavité de 42 MQW InGaAs/InP dopés fer. Le signal de sonde est continu, à la longueur d'onde du minimum de réflectivité de la cavité (1540 nm) et la pompe est une source à taux de répétition variable, décrite ci-après.

Un équipement d'émission de signal électrique à 2.5 GHz multiplexée à 10 GHz commande un laser à 1554 nm de largeur temporelle 25 ps. Ce système ne nous permet pas de décrire une séquence variable de mots à 10 GHz afin de changer le taux de remplissage du signal de pompe. Il nous a fallu procéder de la manière suivante : la source modulée à 10 GHz passe dans un modulateur électro-optique piloté par le générateur d'impulsions de durée minimale T 400 ps et de fréquence de répétition variable obtenue en générant un mot de N bits dont le premier bit est un symbole '1' et les $N-1$ bits suivants sont des '0'. D'après les caractéristiques de la source, on peut obtenir une série de quatre impulsions par temps T comme le montre le (a) de la Figure 98.

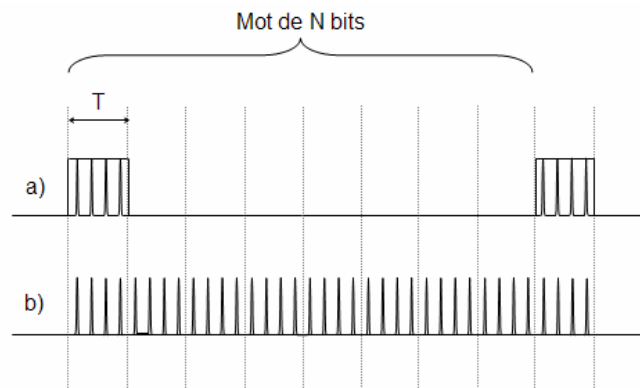


Figure 98. Schéma du signal émis par la source à taux de répétition variable avec un équipement d'émission électronique à 2.5 GHz

Nous avons ainsi pu comparer les performances de l'AS en fonction du taux de répétition de la pompe pour des mots de longueur 2, 4 et 8 bits puis une horloge à 10 GHz, c'est-à-dire quand $N=1$ (b de la Figure 98). Les taux de remplissage sont les suivants, quand :

- $N=1$, $T=25\%$,
- $N=2$, $T=12.5\%$
- $N=4$, $T=6.25\%$
- $N=8$, $T=3.125\%$

On n'a pas la possibilité d'avoir une seule impulsion. Plus les impulsions sont rapprochées et plus le matériau est soumis à des puissances moyennes incidentes importantes, donc à une augmentation de la température au niveau du spot de focalisation.

Les résultats de cette première expérience sont présentés sur la Figure 99.

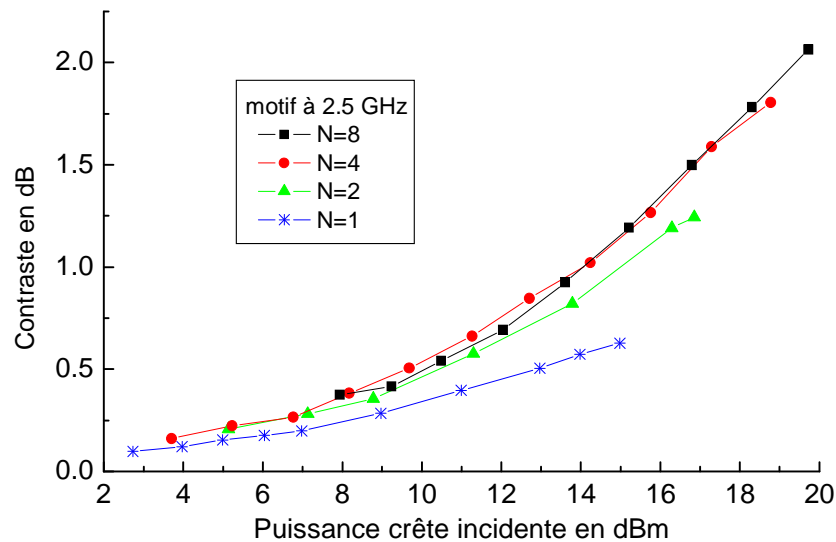


Figure 99. Contraste sur le signal de sonde en fonction de la puissance crête incidente de pompe en dBm pour différents taux de remplissage (première cavité testée)

La courbe du contraste du signal de sonde en fonction de la puissance crête du signal de pompe montre que quel que soit le taux de remplissage du signal, on commence à avoir des effets non-linéaires significatifs à partir de 8 dBm environ. Ce qui correspond à la valeur obtenue dans le cas d'une configuration en auto-saturation (courbe de la Figure 85, p.90). Par contre, on peut remarquer que même à faible taux de remplissage, on ne dispose pas d'autant de contraste que dans le cas d'une configuration en auto-saturation de 4.5 dB de contraste à 21 dBm de puissance de pompe, on passe à 2 dB environ dans le meilleur des cas. Plus le taux de remplissage du signal de pompe est important, donc plus la température au niveau du point de focalisation est élevée et plus le contraste diminue. Cette première expérience nous donne les grandes lignes de l'évolution du contraste en fonction de la puissance du signal de pompe dans une configuration pompe-sonde. Cependant, la limitation en puissance de pompe et le manque de flexibilité de la source ne nous ont pas permis de faire évoluer cette expérience afin de visualiser le contraste sur une plus grande plage de puissance. C'est après l'acquisition d'un amplificateur 27 dBm et d'un équipement électronique d'émission et de réception à 10 GHz par le laboratoire, que cette d'expérience a pu être menée.

IV.C.2. Equipement d'émission électronique à 10 GHz et MNL de 42 puits quantiques

Un équipement d'émission électronique à 10 Gbit/s commande un laser à 1554 nm de largeur temporelle $\tau = 25$ ps. Ce système nous permet de programmer des mots de longueur (N) variable, constitués d'un '1' (c'est-à-dire d'une impulsion) suivi de (N-1) '0'.

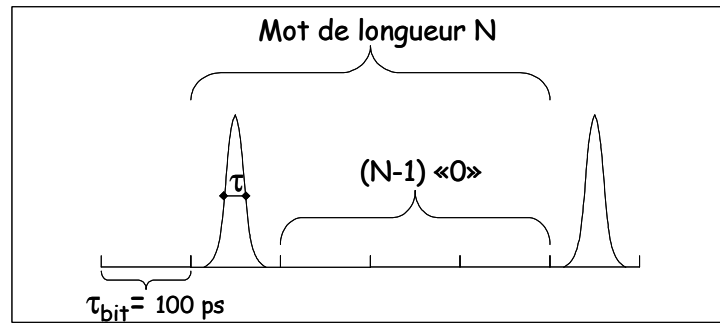


Figure 100. Schéma du signal émis par la source à taux de répétition variable avec un équipement d'émission électronique à 10 GHz

On cherche toujours à augmenter la température du spot de focalisation en modifiant la puissance moyenne sur l'AS. Le taux de remplissage (T) du signal incident sur l'AS s'exprime de la manière suivante :

$T = \tau / (N \times \tau_{\text{bit}})$ avec un temps bit (τ_{bit}) égal à 100 ps à 10 Gbit/s.

Les taux de remplissage du signal incident sont identiques aux cas de l'expérience précédente. La seule différence est que le motif se compose d'une seule impulsion, on a donc des horloges à différentes fréquences en fonction de la longueur du mot :

- N=1, T=25% et on a une horloge à 10 GHz,
- N=2, T=12.5% et on a une horloge à 5 GHz,
- N=4, T=6.25% et on a une horloge à 2.5 GHz,
- N=8, T=3.125% et on a une horloge à 1.25 GHz.

Les résultats de cette expérience sont présentés sur la Figure 101.

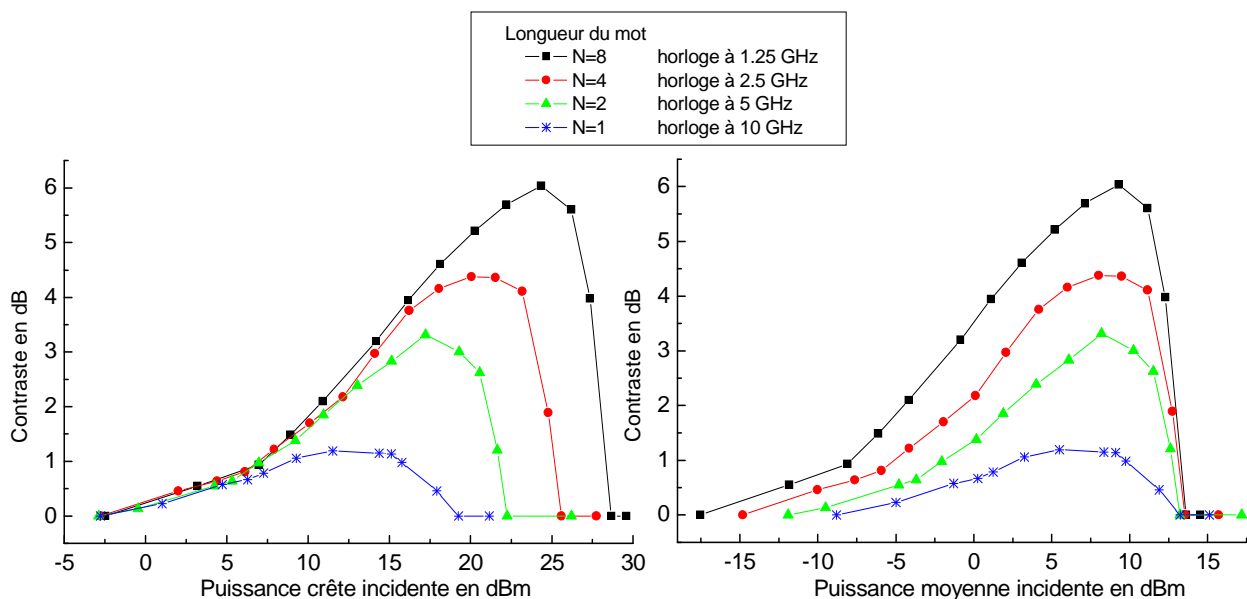


Figure 101. Contraste sur le signal de sonde en fonction de la puissance crête (à gauche) et moyenne (à droite) incidente de pompe en dBm pour différents taux de remplissage (première cavité testée)

Sur la courbe de gauche, nous pouvons voir le contraste de la sonde en fonction de la puissance de crête du signal de pompe pour les quatre longueurs d'un mot. Sur la courbe de droite, ces mêmes courbes sont représentées en fonction de la puissance moyenne du signal incident.

La courbe de gauche peut aisément être comparée au cas précédent. On remarque un comportement général commun à la courbe de contraste en fonction de la puissance crête incidente. On note seulement un décalage de la puissance incidente de seuil et du contraste maximum disponible car on ne focalise pas au même endroit de l'AS dans ce cas. Nous verrons les problèmes d'inhomogénéités du matériau dans le paragraphe suivant.

Quand on représente cette même courbe en fonction de la puissance moyenne (cf courbe de droite), on voit que le contraste diminue avec le taux de remplissage du signal. On passe au maximum de 6 dB de contraste pour un taux de remplissage de 3,12%, à 4.3 dB pour 6.25%, à 3.3 dB pour 12.5% et enfin à 1.1 dB pour 25%. On atteint presque le maximum de contraste observé en configuration d'auto-saturation qui est de 6.9 dB. Dans les quatre cas, à partir de 8 dBm de puissance moyenne de pompe, on observe une diminution rapide du contraste. Après 13 dBm de puissance de pompe, on n'a plus de contraste sur le signal de sonde. Il semble qu'à partir d'une certaine puissance moyenne, donc d'une certaine température sur le MNL, il se produit un effondrement du contraste et ceci quelle que soit la fréquence du signal sur le MNL de 42 puits InGaAs/InP dopés au fer collé grâce à une résine sur une plaque de silicium, elle-même collée grâce à une colle thermique à l'argent.

Pour vérifier ce comportement sur un autre MNL, cette expérience a été réalisée sur le deuxième MNL de 61 puits quantiques fixé à la colle époxy à l'argent sur une plaque de silicium qui favorise l'évacuation de la chaleur du composant.

IV.C.3. Equipement électronique d'émission à 10 GHz et MNL de 61 puits quantiques

L'expérience suivante est menée avec un signal de pompe en incidence normale à 1540 nm et un signal de sonde à 1575 nm, minimum de réflectivité de la cavité Fabry-Perot en ce point de focalisation. Comme précédemment, on fait varier le taux de remplissage du signal en faisant varier la fréquence de répétition d'impulsions de 60 ps de largeur temporelle.

La Figure 102 représente le contraste du signal de sonde en fonction de la puissance moyenne incidente pour 5 valeurs de fréquence 100 MHz, 200 MHz, 1 GHz, 2 GHz et 5 GHz.

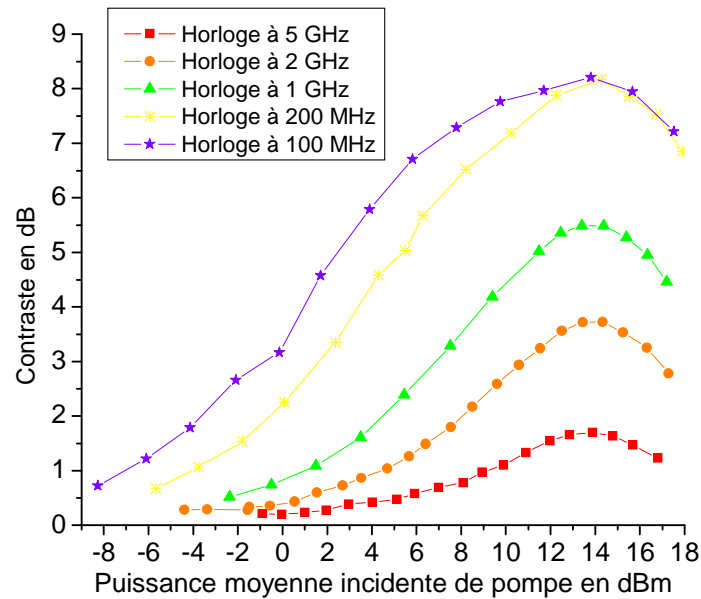


Figure 102. Contraste sur le signal de sonde en fonction de la puissance moyenne incidente de pompe en dBm pour différents taux de remplissage (deuxième cavité testée)

Dans le cas du miroir non-linéaire de 61 puits quantiques, nous pouvons faire les mêmes remarques générales que dans le cas d'un MNL de 42 puits. Le contraste est fonction de la fréquence du signal. Il est maximum dans les cinq cas autour de 13.5 dBm de puissance de pompe incidente et s'écroule ensuite. On est limité à 8 dB de contraste maximum au-dessous de 200 MHz, ce qui représente presque 5 dB de moins que la valeur maximale du contraste dans le cas d'une auto-saturation. Le contraste chute plus vite en fonction de la fréquence dans ce cas que dans le cas de la cavité précédente. Il n'est pas possible d'augmenter la puissance de pompe pour déterminer la puissance de pompe à partir de laquelle il n'existe plus d'effets non-linéaires car on détériore le composant au-dessus des puissances utilisées ici.

IV. D. Conclusion et remarques

Pour résumer, il semble tout d'abord que le temps de retour à l'équilibre des porteurs varie peu ou pas avec la puissance incidente du signal de pompe. Ceci s'est confirmé dans tous les cas d'AS testés en configuration pompe-sonde, en transmission ou en réflexion, de temps de retour à l'équilibre des porteurs supérieur à 30 ps. D'autre part, dans une configuration pompe-sonde, on n'obtient en général pas les mêmes maxima de contraste que dans une configuration en auto-saturation. Quelle que soit la fréquence, nous voyons apparaître les effets non-linéaires à partir d'une même puissance crête du signal de pompe incident et une chute significative du contraste à partir d'une certaine puissance moyenne incidente. C'est ce comportement en fonction de la puissance moyenne incidente qui nous a amené à étudier les effets de température sur les caractéristiques du MNL. C'est le sujet du chapitre 5.

V. Inhomogénéités des composants

Les résultats présentés dans les paragraphes précédents se rapportent à des composants dont la description est donnée au chapitre 3 paragraphe IV, page 64. Les propriétés des semi-conducteurs MQW dépendent en grande partie de la qualité de l'épitaxie et des traitements qu'ils ont subi. Les différents échantillons testés au cours de cette étude, suivant leur structure, présentent des états de surface ou une incertitude sur l'épaisseur des puits différents. Ces inhomogénéités entraînent des variations sur les caractéristiques des AS. Nous avons vu par exemple dans les paragraphes précédents que suivant le point de focalisation sur un MNL, la longueur d'onde du minimum de réflectivité et/ou le contraste peuvent varier. Ceci est encore plus sensible dans le cas d'un AS en cavité que dans le cas d'un AS en transmission puisque la sélectivité de la longueur d'onde est fonction de la longueur de la cavité et de la valeur de l'absorption résiduelle. Dans les sous-paragraphes qui suivent, nous allons présenter les variations des caractéristiques intrinsèques des AS dues aux inhomogénéités du composant.

V. A. Variations des caractéristiques des AS à faible signal incident.

V.A.1. Cas des miroirs non-linéaires

Nous avons effectué une sorte de cartographie du premier MNL de 42 puits quantiques dont le minimum de réflectivité est centré autour de 1540 nm grâce à un spectrophotomètre. Ceci est représenté sur la Figure 103. La fenêtre d'échantillonnage est un rectangle de 2 mm sur 1 mm. On voit au centre de la figure la forme de l'échantillon testé ainsi que les surfaces sondées.

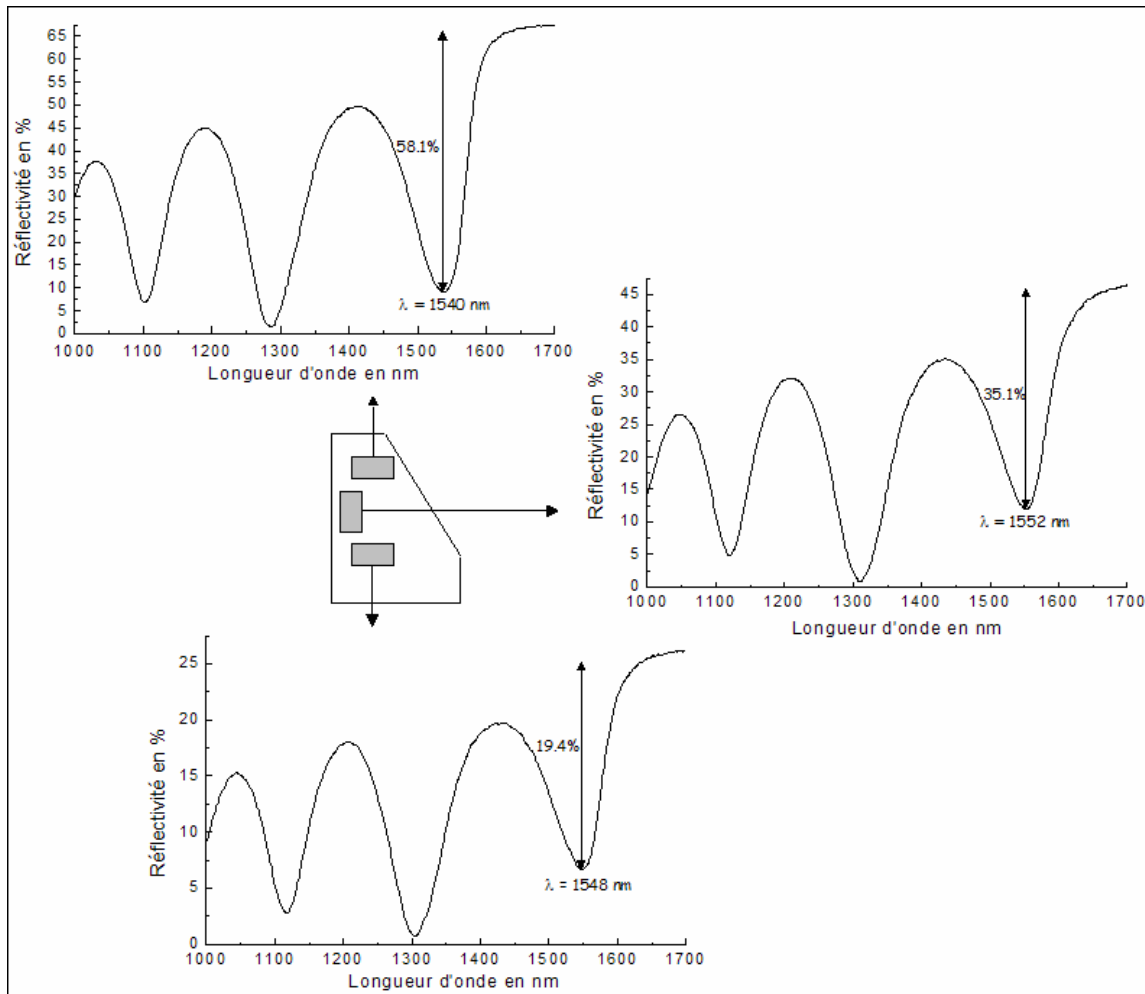


Figure 103. Cartographie du premier MNL testé, centré autour de 1540nm

On voit sur les graphes de la Figure 103 que la longueur d'onde de référence peut varier entre 1540 nm et 1552 nm suivant la position sur l'échantillon. On remarque également que les minima et maxima de réflexion peuvent être très différents d'une zone de focalisation à l'autre. On peut observer des différences très importantes entre le minimum et le maximum de réflectivité à faible signal, ce qui peut se traduire en quelque sorte par le contraste on/off susceptible d'être observé. On peut rencontrer une amplitude de presque 60% (58.1%) en un point de focalisation et à peine 20% (19.4%) dans un autre. Dans le cas de fenêtre de 2 mm de long sur 1 mm de large, il se produit un moyennage des effets microscopiques dus à l'inhomogénéité, aux impuretés et aux propriétés intrinsèques du matériau. On peut aisément imaginer que lors d'une focalisation sur une surface de $25 \mu\text{m}^2$, les variations des caractéristiques du MNL soient beaucoup plus sensibles et importantes d'un point à un autre. Ces remarques sont également valables pour le deuxième MNL en ce qui concerne la longueur d'onde du minimum de réflectivité. Par contre, on a rencontré un peu moins de variations sur l'amplitude du contraste.

V.A.2. Cas des AS en transmission ou en double passage

Nous avons également pu mettre en évidence la sensibilité à la longueur d'onde des échantillons en transmission ou en double passage non traités anti-reflets. Comme le montre la

Figure 104, on voit apparaître des variations d'intensité de la puissance transmise à travers l'AS. L'intensité de ces franges peut atteindre 0.8 dB dans le cas d'un AS de 42 puits quantiques en transmission non traité anti-reflets et est de l'ordre de 0.2 dB pour un AS en réflexion traité anti-reflets.

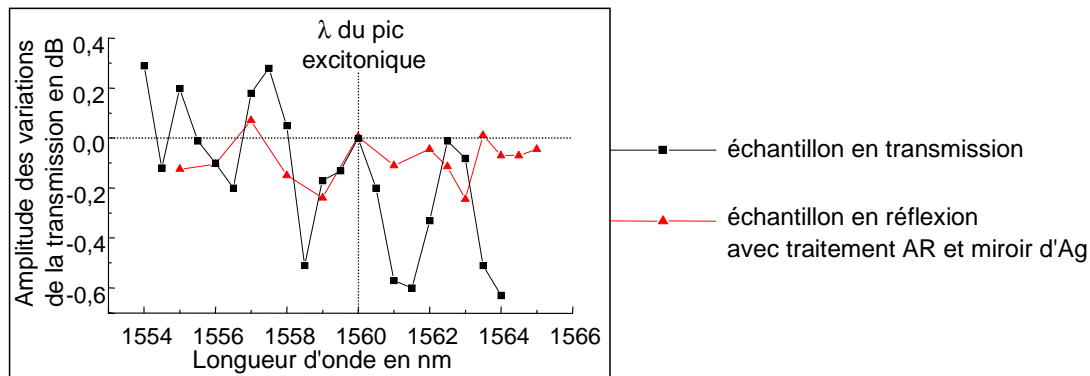


Figure 104. Variations d'amplitude après traversée d'un AS en transmission et d'un AS en réflexion en fonction de la longueur d'onde

Ces franges présentes sur la courbe de transmission d'un AS peuvent engendrer des variations du contraste en fonction de la longueur d'onde.

V. B. Instabilité de la réflectivité des MNL à puissance incidente supérieure à la puissance de seuil

On peut également rencontrer des variations de la réflexion des miroirs non-linéaires en fonction du temps. La référence est un miroir d'or et les variations sont comparées au niveau de bruit du zéro optique de la photodiode en fonction du temps.

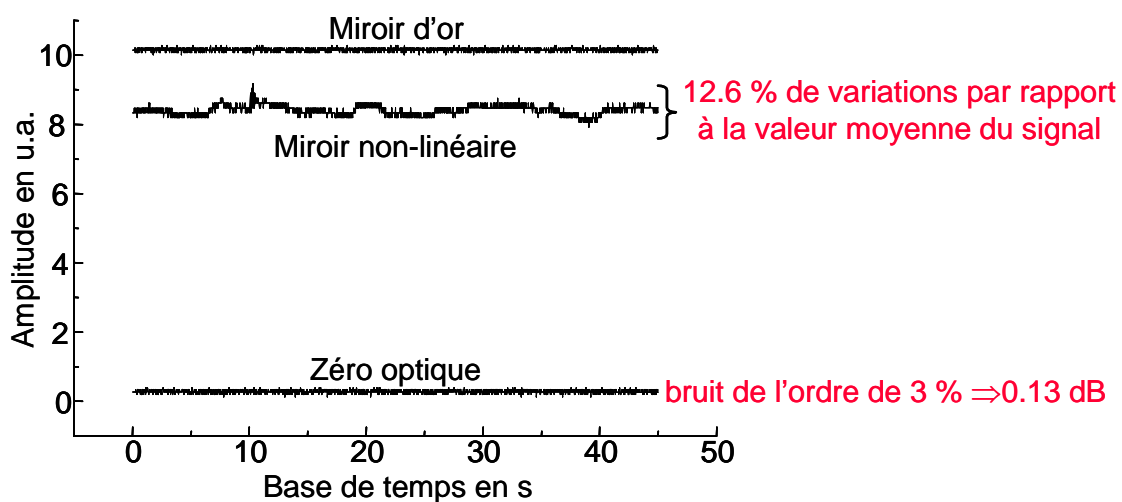


Figure 105. Réponse à une horloge à 454 MHz du MNL de 42 MQW et d'un miroir d'or pendant 50 secondes

La photodiode 34 GHz utilisée dans la plupart des expériences apporte environ 3% d'incertitude sur la valeur moyenne de l'amplitude du signal, ce qui représente environ 0.13 dB d'incertitude. La réponse du miroir d'or présente exactement cette incertitude de 3% sur l'amplitude. Cette référence nous permet de dire que les éléments optiques utilisés n'engendrent pas de bruit supplémentaire sur la réponse du miroir testé. Par contre, on voit sur la réponse du MNL de 42 puits quantiques, des variations en fonction du temps de la réponse à un signal de pompe pulsé à faible cadence de répétition (454 MHz). Dans l'exemple, la puissance incidente du signal est supérieure de 3 dB à la puissance de seuil. On observe des variations de 12.57% de la valeur moyenne du signal réfléchi. Mais, ces variations dépendent de la puissance du signal incident : autour de la puissance seuil, elles atteignent 7%, ce qui représente des variations de l'ordre de 0.32 dB et très au-dessus de la puissance de seuil, on peut avoir jusqu'à 20% de variations d'amplitude, soit presque 1 dB d'incertitude sur la réponse. Ces variations d'amplitude dans le temps sont également observables dans le cas du MNL de 61 puits quantiques et dépendent fortement du point de focalisation. Nous avons peu d'éléments de réponse quant à l'origine de ces variations mais nous allons voir dans les chapitres suivants qu'au moins deux facteurs peuvent être en partie responsables de ces effets : la sensibilité à la polarisation ou PDL (Polarization Dependent Losses) et les effets de température sur la courbe de réflectivité du MNL.

VI. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons énuméré les principales caractéristiques des AS à déterminer en vue d'optimiser leur utilisation en tant que régénérateur :

- la longueur d'onde d'utilisation : la longueur d'onde du pic excitonique dans le cas d'un AS en transmission et celle de la longueur d'onde de résonance de la cavité Fabry-Perot dans le cas d'un MNL,
- la puissance de seuil de saturation, puissance à partir de laquelle on observe les effets non-linéaires,
- le contraste on/off maximum, la différence de contraste entre l'état bloquant et passant du composant
- le temps de retour à l'équilibre des porteurs.

Dans le cas d'une configuration en auto-saturation, nous avons vérifié que la mise en cavité des AS apporte une amélioration du contraste et une diminution de la puissance incidente de commande. Pour un même nombre de puits quantiques, l'insertion d'un AS dans une cavité permet une diminution de la puissance de seuil de commutation d'un facteur 5.4. Rappelons que 10 dB au-dessus de la puissance de seuil, nous avons observé une amélioration de 52% du contraste par rapport à la version AS en transmission. Nous avons vu que dans le cas des MNL, le maximum de contraste observable à la longueur d'onde de la résonance de la cavité, dépend des caractéristiques

du MNL : du nombre de puits pour la valeur du coefficient d'absorption, de la longueur de la cavité, des coefficients de réflexion des miroirs de la cavité. Dans le cas d'un MNL de 61 puits dopés au fer en auto-saturation, à la longueur d'onde optimale, 1570 nm, on peut obtenir un contraste de l'ordre 5 dB, requis pour une utilisation en tant que régénérateur, à partir de 15 dBm de puissance moyenne de pompe (pour un diamètre de tâche de 5 μm). Cette plage s'étend sur 10 nm environ à 15 dBm et atteint finalement 40 nm à 19 dBm de puissance incidente. Nous avons également vu qu'en auto-saturation, le cas limite est le cas du signal incident continu et les résultats obtenus avec un signal pulsé en termes de contraste et de puissance de seuil sont peu différents pourvu que la largeur temporelle des impulsions soit au moins cinq fois plus importante que le temps de retour à l'équilibre des porteurs. Par contre, on change de régime de saturation, on passe d'un régime de saturation par la puissance à un régime de saturation par l'énergie, quand les impulsions sont plus courtes que le temps de retour à l'équilibre des porteurs et la puissance incidente nécessaire à obtenir les effets non-linéaires peut devenir beaucoup plus importante que dans le cas continu (> 6 dB de différence avec le cas continu). Ceci va devoir être pris en compte au moment des réglages dans une boucle à recirculation par exemple ou encore pour déterminer la distance entre régénérateurs suivant la largeur des impulsions incidentes. En effet, si la largeur temporelle des impulsions est de l'ordre du temps de retour à l'équilibre ou inférieure, on risque non seulement de devoir augmenter la puissance incidente pour bénéficier des mêmes effets mais en plus de ne pas bénéficier du même contraste sur les '1' selon le motif du signal PRBS (Pseudo-Random Binary Sequences).

En saturation croisée, le signal de sonde doit être de préférence à la longueur d'onde de la résonance de la cavité pour bénéficier potentiellement du meilleur contraste. Le signal de sonde imprime la réponse du composant à une impulsion. La forme temporelle du signal dépend donc du temps de retour à l'équilibre des porteurs et de la largeur temporelle du signal incident. Quand l'impulsion est très courte devant le temps de réponse, on peut visualiser directement la réponse du composant et dans le cas d'AS dopés fer il semble que le temps de retour à l'équilibre des porteurs varie peu ou pas avec la puissance incidente du signal de pompe. Dans tous les cas de largeur temporelle de l'impulsion, on n'obtient en général pas les mêmes maxima de contraste que dans une configuration en auto-saturation. Dans les expériences où on fait varier le taux de remplissage du signal de pompe en faisant varier sa fréquence, on remarque que les effets non-linéaires commencent à la même puissance crête du signal de pompe incident et une inflexion du contraste à partir d'une même puissance moyenne incidente quelle que soit la fréquence. Les conditions de pompage avec un signal à 5 GHz sont identiques à celles d'un signal PRBS à 10 Gbit/s puisque que la probabilité d'avoir un '1' ou un '0' par temps bit est de 50%. Sur deux temps bit, on a donc en moyenne une impulsion et déjà dans ce cas, les caractéristiques du MNL sont très altérées. Ceci nous a conduit à mener d'autres expériences en pompe–sonde pour vérifier que ces effets sont des effets thermiques liés à l'augmentation de température au niveau du point de focalisation sur le composant. En effet, ces effets posent définitivement problème pour une utilisation de ces structures en tant que discriminateurs, mais ils peuvent éventuellement devenir également un facteur limitant en

auto-saturation pour des débits très élevés. Cette étude des effets thermiques est le sujet du chapitre 5.

De même lors de ces expériences, certaines instabilités ont été observées sur les AS en transmission ou en réflexion. De plus, outre le fait que la longueur d'onde de certains AS se situe en bande L pour laquelle le laboratoire n'était pas équipé, les inhomogénéités des échantillons ont considérablement compliqué l'étude. En effet, il est difficile d'obtenir les mêmes propriétés et donc une reproductibilité des résultats sur un carré de plus de $100\text{ }\mu\text{m}$ de côté environ. D'autre part, nous allons voir dans le chapitre suivant que d'autres instabilités sont dues à la structure MQW elle-même et peuvent compliquer l'utilisation de ces MNL en tant que régénérateurs tout optiques passifs.

CHAPITRE 4

Chapitre 4 : La sensibilité à la polarisation à faible puissance incidente des miroirs non-linéaires à MQW

La plupart des articles relatant les performances des AS MQW en cavité font état de leur insensibilité à la polarisation en incidence normale [81][59]. Pourtant, ces structures présentent une anisotropie géante [53]. C'est lors d'une expérience en configuration de saturation croisée en incidence normale où les signaux de pompe et de sonde présentaient la même longueur d'onde, que cette propriété a été mise en évidence. Le filtrage en longueur d'onde afin de supprimer le signal de pompe et visualiser la sonde étant impossible, il a fallu polariser les signaux linéairement et faire en sorte de croiser les polarisations pour permettre un filtrage en polarisation. Nous avons alors vu apparaître de fortes variations du contraste en fonction des polarisations incidentes de l'un ou de l'autre des signaux. C'est à la suite de ces observations que des caractérisations du MNL à base d'AS MQW InGaAs/InP en fonction de la polarisation ont été mises en œuvre. En effet, même si ces structures semi-conductrices cristallisent selon un réseau cubique de blende de zinc (ZnS) dont le groupe de symétrie interdit les anisotropies optiques, le motif élémentaire de ces cristaux n'a pas de centre de symétrie d'inversion car il se compose d'un cation (Ga) et d'un anion (As). Les liaisons chimiques ainsi constituées forment des dipôles dans les plans orthogonaux de direction [110] et [-110] par rapport à la direction de croissance épitaxiale du cristal. Quand on applique un faisceau incident polarisé suivant les directions privilégiées du cristal (les axes [110] et [-110]), on observe des extrema de transmission du MQW [54]. On peut observer des anisotropies équivalentes à celles d'une lame de quartz par exemple dont les axes sont les directions [110] et [-110]. De plus, la transmission est également fonction de la longueur d'onde, c'est-à-dire qu'on peut considérer que l'absorption est anisotrope et ceci est d'autant plus vrai qu'on se trouve entre les transitions H1-E1 (transition entre le niveau trou lourd de la bande de valence et le premier niveau de la bande de conduction) et L1-E1 (transition entre le niveau trou léger de la bande de valence et le premier niveau de la bande de conduction), c'est-à-dire au niveau du pic excitonique. Les résultats de spectre d'absorption résolue en polarisation de puits quantiques InGaAs/InP d'une épaisseur de 100 Å à 77K sont représentés sur la figure, tirée de la ref.

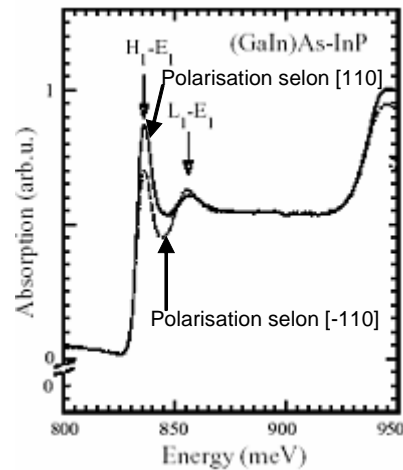


Figure 106. Spectres d'absorption de QW InGaAs/InP de 100 Å selon les polarisations [110] et [-110] (d'après [26])

On voit nettement sur ces spectres d'absorption que c'est au niveau de la première transition énergétique entre le pic excitonique des trous lourds (H_1-E_1) et celui des trous légers (L_1-E_1) que la différence entre les courbes d'absorption selon les deux polarisations est la plus importante. C'est précisément cette partie de la courbe d'absorption qui nous intéresse.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord voir rapidement l'explication théorique de cette propriété. Puis, nous nous intéresserons à l'observation des effets de cette sensibilité à la polarisation sur les performances des MNL à disposition. Enfin, nous étudierons l'évolution des pertes dues à la sensibilité à la polarisation, c'est-à-dire la PDL pour Polarization Dependent Losses, en fonction de la longueur d'onde et de la température du matériau.

I. Sensibilité à la polarisation des matériaux MQW InGaAs/InP

I. A. Interprétation

Cette anisotropie géante a été mise en évidence lors d'études approfondies sur les propriétés des matériaux MQW à semi-conducteurs. Elle est issue de l'asymétrie moléculaire présente aux interfaces puits (InGaAs)-barrières (InP) [25]. On note un premier matériau M1 avec C1 pour cation de M1 et A1 pour anion de M1, de même pour un second M2. On peut prendre M1=InP, M2= InGaAs, C1=In, A1=P, C2=InGa, A2= As.

Lors de la croissance cristalline d'un empilement de couches semi-conductrices, on a une stabilisation de la surface des échantillons par un excès d'élément anion. Une interface puits-barrière M1=C1A1 et M2=C2A2 est le dernier plan d'anion A1 du matériau M1 encadré par les plans d'atomes C1 et C2. De plus, la structure est celle du blende de zinc : chaque atome a un voisinage de quatre atomes dans les directions $[111]$. Ceci est illustré sur la Figure 107. On a donc deux interfaces différentes suivant qu'on se trouve à la transition puits-barrière ou barrière-puits.

On voit alors disparaître des propriétés de symétrie d'un réseau cubique de blende de zinc:

- invariance par translation du cristal
- invariance par roto-inversion (symétrie à l'échelle microscopique, rotation de 90 degrés autour de l'axe z et inversion de la direction de l'axe z).

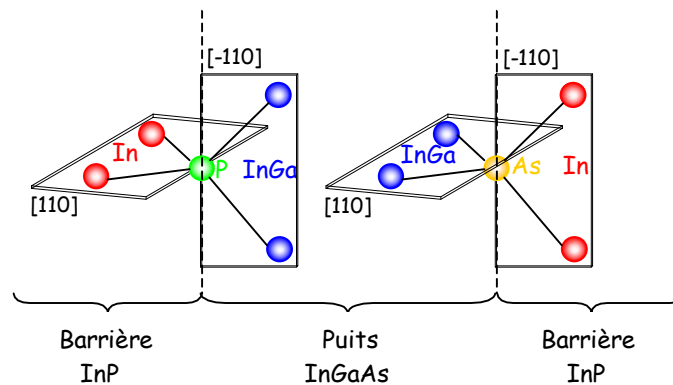


Figure 107. Schéma de l'environnement des atomes aux interfaces d'un semi-conducteur MQW InGaAs/InP

Si $A1 \neq A2$, on n'a pas de compensation d'anisotropies générées par chaque interface, aucune opération de symétrie ne transforme la première interface en l'autre (roto-inversion seulement si $A1 = A2$). Le système retient seulement la symétrie la plus basse d'une interface unique. Les liaisons A1-C2 (P-InGa) et A2-C1 (As-In) n'existent dans aucun des matériaux parents. Ils n'ont en fait pas d'atome commun. La théorie classique des fonctions enveloppes ne prévoit pas les effets engendrés par la réduction de symétrie à l'interface d'un système « sans atome commun » qui sont responsables de l'anisotropie macroscopique observée dans ces structures.

I. B. Polarisabilité ou taux de polarisation

Dans le cas d'un empilement de semi-conducteurs le long d'un axe de haute symétrie (z [001]), les interfaces entre deux couches provoquent des modifications brutales des paramètres caractérisant la structure de bandes (énergie des extréma de bande, masses effectives). On peut comprendre l'anisotropie optique des puits quantiques « sans atome commun » comme un couplage ou un mélange entre les états de trous lourds et légers. Ces effets ont été expliqués de deux manières différentes. Une première théorie développée par une équipe russe de l'institut Ioffe de Saint-Petersbourg [111] détermine l'hamiltonien effectif de la monocouche d'interface en appliquant la méthode dite des invariants de la théorie des groupes. La seconde est une théorie équivalente développée par une équipe française, appelée "modèle H_{BF} ", décrite dans la référence [26]. La monocouche unité formée par un plan d'anions entouré de deux plans de cations peut être décomposée en partie arrière (backward) et partie avant (forward) avec des opérateurs associés. D'après cette dernière théorie, le taux de polarisation (ou polarisabilité) est défini de la manière suivante:

$$P = \frac{2 \langle F_{E1} | F_{L1} \rangle}{\sqrt{3} \langle F_{E1} | F_{H1} \rangle} \frac{M_{H1,L1}}{\Delta_{H1,L1}} = \frac{\alpha[110] - \alpha[-110]}{\alpha[110] + \alpha[-110]} \text{ (d'après [26])}$$

où $\Delta_{H1,L1}$ est la séparation en énergie des niveaux H1 et L1, $\langle F_{E1} | F_{L1} \rangle$ et $\langle F_{E1} | F_{H1} \rangle$ les intégrales de recouvrement des fonctions enveloppes le long de l'axe z, $M_{H1,L1}$ un coefficient de couplage complexe entre les niveaux H1 et L1 (quelques meV). Ce taux de polarisation est aussi égal au rapport de la différence sur la somme des valeurs de l'absorption selon l'une et l'autre des polarisations. Il est de l'ordre de 10% dans le cas d'un puits quantiques InGaAs/InP de largeur 100 Å à 77K dont les courbes d'absorption sont représentées sur la Figure 106 (voir Figure 108).

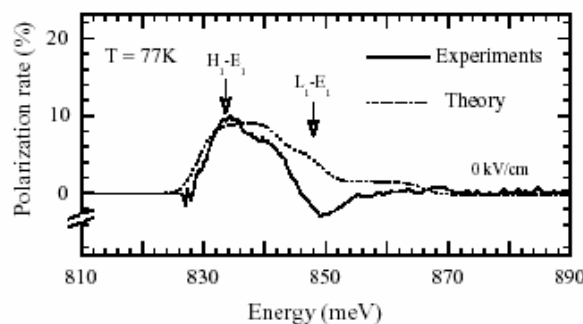


Figure 108. Taux de polarisation d'un QW InGaAs/InP de 100 Å à 77°K (d'après [26])

I.B.1. Taux de polarisation en fonction du matériau

Cette équipe est à l'origine des résultats présentés sur la plupart des figures de ce paragraphe. La différence d'absorption en fonction de la longueur d'onde et de la polarisation dépend du matériau. On a par exemple plus de sensibilité à la polarisation dans le cas de puits InGaAs/InP que dans le cas InGaAs/AlInAs comme le montre la Figure 109.

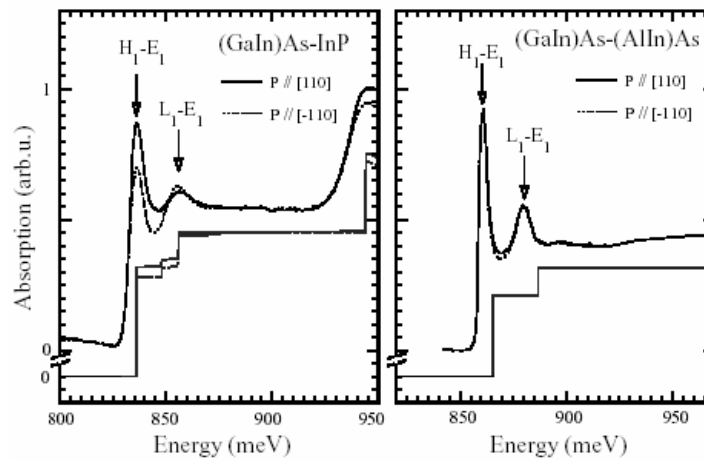


Figure 109. Comparaison de l'absorption en fonction de l'énergie selon les deux polarisations ([110] et [-110]) de puits InGaAs/InP ou /AlInAs à 77°K (d'après [26])

On remarque ici, qu'InGaAs et AlInAs ont un atome en commun As. Ce matériau ne présente pas d'alternance de couches « sans atome commun », ceci explique qu'il soit moins sensible à la polarisation.

I.B.2. Taux de polarisation en fonction de la largeur des puits

Pour un même matériau présentant cette propriété, on a une sensibilité à la polarisation à des degrés divers qui dépendent de l'épaisseur des couches de matériau et de la qualité de l'épitaxie. Sur la Figure 110, les spectres d'absorption et les taux de polarisation présentés sont relatifs à des puits InGaAs de 140 Å et des barrières de 70 Å dans le cas des courbes de gauche, et à droite les puits InGaAs font 50 Å et les barrières 70 Å. Quand la largeur des puits est inférieure à la largeur des barrières, la sensibilité à la polarisation est plus importante. Dans l'exemple, le taux de polarisation atteint presque 20%.

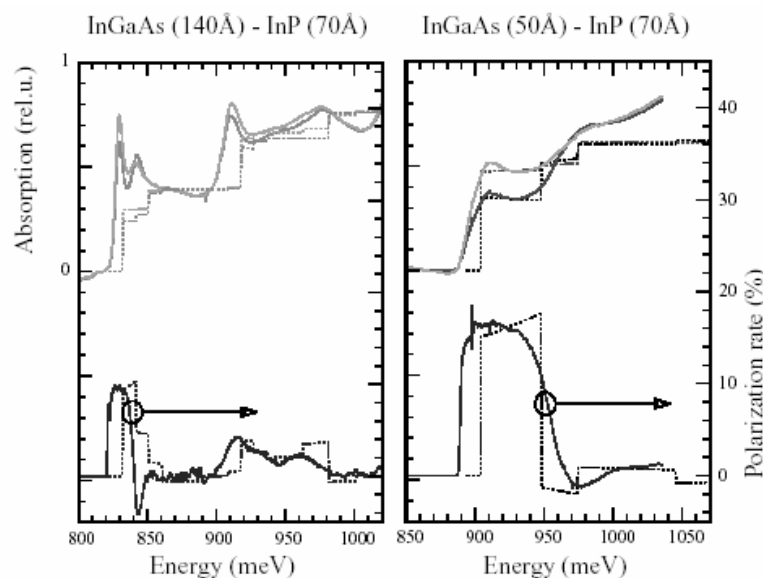


Figure 110. Absorption et taux de polarisation en fonction de la largeur des puits pour InGaAs/InP à 77°K (d'après [26])

Ce taux de polarisation est dépendant de la taille des puits quantiques ainsi que du type et des conditions de croissance épitaxiale.

I.B.3. Taux de polarisation en fonction de la technique d'épitaxie

Dans le cas des absorbants saturables, c'est le dichroïsme d'absorption qui nous intéresse et la MOCVD est plus favorable à l'apparition d'un tel dichroïsme que la MBE par exemple. Sur la Figure 111, on ne voit pratiquement pas de différence entre les deux courbes d'absorption d'un AS élaboré par MBE (à comparer avec les courbes de la Figure 106 se rapportant à un AS épitaxié par MOCVD).

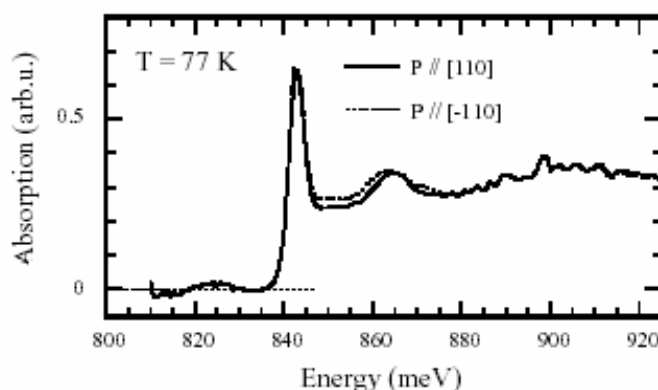


Figure 111. Spectres d'absorption d'un puits InGaAs/InP épitaxié par MBE (d'après [26])

De même, des interfaces de moindre qualité engendrent moins de dépendance à la polarisation. Jusqu'à présent, on suppose que le dopage Fer ou l'irradiation par ions lourds, techniques utilisées pour réduire le temps de retour à l'équilibre des porteurs, ne change pas ou peu les caractéristiques du composant. Par contre, la mise en cavité d'un semi-conducteur InGaAs/InP démultiplie l'effet du dichroïsme intrinsèque au matériau.

II. Observations expérimentales de la sensibilité à la polarisation et de la PDL

Après avoir détecté une sensibilité de la réponse du composant à la polarisation, il est nécessaire d'une part de connaître dans quelle mesure c'est le cas, d'autre part de savoir dans quel régime elle a cours et enfin d'évaluer cette sensibilité en déterminant les pertes engendrées par cette propriété, c'est-à-dire la PDL (Polarization Dependent Losses). De plus, comme on l'a déjà remarqué au chapitre 4, il semble que des effets de température modifient les performances des AS en cavité. En faisant varier la température du matériau, on tentera de voir si les effets de cette propriété évoluent. Les effets macroscopiques de la dépendance à la polarisation des AS MQW InGaAs/InP (8.5 nm/10 nm) en cavité élaborés par MBE testés au cours de cette thèse ont été mis en évidence grâce à l'expérience qui suit.

II. A. Expériences à température ambiante

II.A.1. Montage expérimental

Le schéma de cette expérience est décrit sur la Figure 112. Une source est amplifiée puis filtrée en longueur d'onde grâce à un filtre de largeur spectrale 0.2 nm. Ce signal vient saturer un amplificateur 27 dBm. En sortie de cet EDFA, un coupleur 10/90 permet de visualiser sur la voie 10% à un facteur constant près, la puissance incidente sur l'AS après optimisation de la puissance en sortie du polariseur grâce au contrôleur de polarisation. La polarisation est alors fixe, linéaire et perpendiculaire à l'axe optique (z), suivant x. Un atténuateur variable permet de régler la valeur de la puissance incidente sur l'AS. En sortie du circulateur, un radiomètre donne la puissance du signal après traversée de l'AS selon la polarisation imposée par la lame de phase $\lambda/2$ qui fait tourner la polarisation dans le plan (xy).

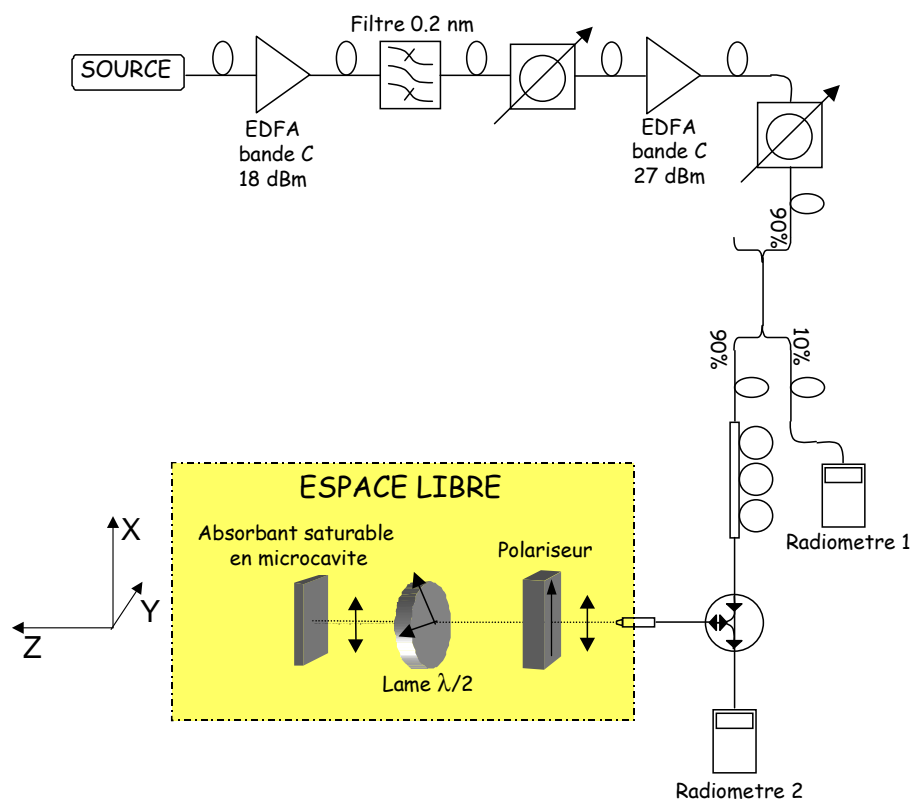


Figure 112. Schéma du montage pour l'évaluation de la PDL du composant

Cette expérience a été réalisée à trois longueurs d'onde autour de la longueur d'onde du pic excitonique d'un AS en microcavité (la longueur d'onde de travail de ce point de focalisation est 1578 nm) : 1570 nm, 1560 nm et 1550 nm. Le but de cette expérience est de repérer les axes privilégiés et de déterminer la sensibilité à la polarisation de cet AS en fonction de la puissance incidente sur l'AS.

II.A.2. Résultats expérimentaux

II.A.2.a) Repérage des axes privilégiés du composant

On impose une polarisation rectiligne en sortie du polariseur et en faisant tourner la lame de phase $\lambda/2$, on repère le maximum et le minimum de la puissance réfléchie après traversée de l'AS pour différentes valeurs de la puissance incidente.

Le maximum et le minimum de la puissance réfléchie par l'AS correspondent à des positions particulières de la polarisation imposée par la lame $\lambda/2$, respectivement perpendiculaire et parallèle à une direction de clivage du semi-conducteur, l'axe x repéré sur la figure du montage. Ces directions privilégiées correspondent aux plans [110] et [-110] du semi-conducteur $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, [110] est l'axe X et [-110] est Y sur la Figure 112. La direction des axes privilégiés peut varier en fonction de la composition des MQW, c'est-à-dire en fonction des concentrations d'indium et de gallium [24].

II.A.2.b) Sensibilité à la polarisation

Nous étudions la sensibilité à la polarisation en fonction des mêmes paramètres qu'au chapitre précédent : la puissance incidente et la longueur d'onde. Les courbes qui suivent représentent la réflectivité de l'AS en fonction de la puissance incidente pour trois valeurs de longueur d'onde et pour les deux polarisations privilégiées du faisceau incident. La sensibilité à la polarisation des éléments du montage est obtenue en remplaçant l'AS par un miroir d'or. Cette valeur est égale à 0.2 dB, ce qui représente la valeur de la sensibilité du circulateur optique à la polarisation. Ceci constitue la marge d'erreur des mesures des graphes qui suivent.

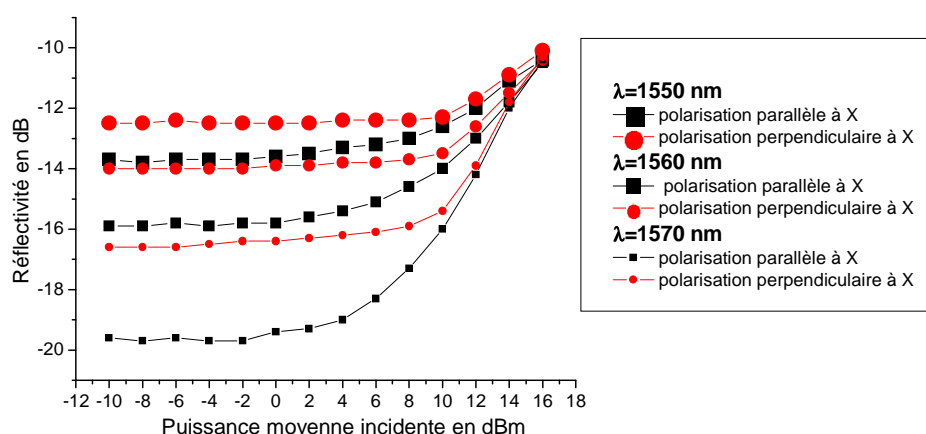


Figure 113. Réflectivité en fonction de la puissance incidente et de la longueur d'onde

On remarque tout d'abord que tous les profils de réflectivité sont similaires. Sous un certain seuil, la réflectivité est quasi constante et au dessus du seuil, on observe un effet non-linéaire qui se traduit par une augmentation de la réflectivité. La réflectivité minimale pour les deux polarisations varie en fonction de la longueur d'onde à laquelle on se trouve. On peut néanmoins remarquer qu'au-dessus de 15 dBm de puissance incidente sur l'AS, les courbes de réflectivité se superposent quel que soient

la longueur d'onde et la polarisation. La biréfringence du matériau semble n'être effective qu'aux faibles puissances, c'est-à-dire quand le miroir est bloquant. Dans la direction [110], le coefficient d'absorption du pic excitonique est supérieur à celui selon [-110] puisque la réflectivité du MNL est plus basse dans le cas d'un faisceau polarisé selon [110] que dans l'autre cas. De plus, plus on s'éloigne de la longueur d'onde de résonance de la cavité, plus la réflectivité minimale augmente et plus l'écart de réflectivité entre les deux polarisations diminue.

Les résultats précédents ont tous été réalisés avec une source continue. Cette même expérience a été tentée avec une source pulsée à 5 GHz et à 100 MHz sans que les résultats ne soient modifiés qualitativement. Afin de vérifier que la lame de phase ainsi qu'un second passage dans le polariseur n'entraîne aucune anomalie, cette même expérience est pratiquée sans le polariseur. Les résultats avec sans polariseur sont présentés dans le paragraphe suit.

II.A.2.c) PDL

La PDL à une longueur d'onde donnée est la différence entre les deux courbes de réflectivité du signal selon l'une et l'autre des polarisations. D'après les courbes précédentes, nous avons évalué la PDL pour chacune des longueurs d'onde en fonction de la puissance moyenne incidente. La PDL en fonction de la puissance moyenne incidente du signal continu dans les cas avec et sans polariseur à trois longueurs d'onde, 1550 nm, 1560 nm et 1570 nm (Figure 114).

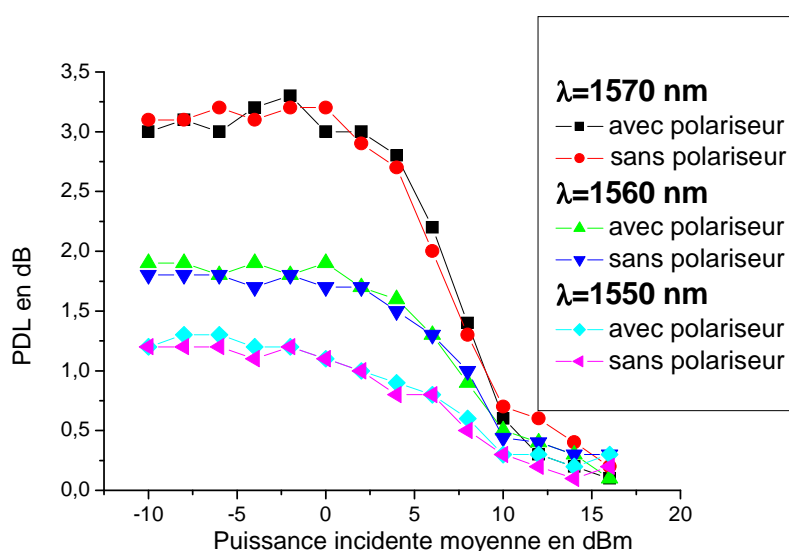


Figure 114. PDL en fonction de la puissance incidente et de la longueur d'onde

Les résultats avec et sans polariseur sont similaires aux erreurs de mesure près (0,2 dB). La PDL est de 3,1 dB à 1570 nm, de 1,9 dB à 1560 nm et de 1,2 dB à 1550 nm (Figure 114).

En définitive, on peut dire qu'un tel AS présente une importante sensibilité à la polarisation sous le seuil de saturation. En effet, au-dessus de 10 dBm, valeur du seuil de saturation de l'absorption linéaire, cette sensibilité est moindre quelle que soit la longueur d'onde. Cette PDL est d'autant plus importante qu'on se trouve près de la longueur d'onde du pic excitonique de l'AS.

II.A.3. Conclusion

Le MNL à AS de 61 MQW InGaAs/InP épitaxié par MBE présente une grande sensibilité à la polarisation quand il est à l'état bloquant, c'est-à-dire quand la puissance du signal incident se situe sous la puissance de seuil. Les axes suivant lesquels on observe les extrêmes de puissance réfléchi par le miroir, sont les axes du cristal $[110]$ et $[-110]$, perpendiculaires à la direction de croissance épitaxiale qui est également la direction de propagation du signal. La valeur de la PDL engendrée par cette sensibilité à la polarisation dépend de la longueur d'onde du signal incident. Dans le paragraphe suivant, nous allons déterminer les valeurs de cette PDL en fonction de la longueur d'onde du signal autour de la longueur d'onde de la résonance de la cavité du MNL.

II. B. PDL à l'état bloquant et à température ambiante

Grâce à une source accordable continue couvrant la bande C et une partie de la bande L, il est possible de déterminer la PDL de l'AS sur une plage d'une quarantaine de nanomètres autour de la longueur d'onde du minimum de réflectivité du MNL. Dans les expériences qui suivent, on fait deux hypothèses justifiées par les résultats précédents :

- La première est qu'au-dessus du seuil de saturation, la PDL est très faible voire nulle. On suppose le MNL est sensible à la polarisation uniquement à l'état bloquant.
- Dans la deuxième hypothèse, on suppose la PDL constante sous le seuil de saturation de l'AS. Une seule valeur de puissance permet donc de déterminer la valeur de la PDL quand le miroir est bloquant.

II.B.1. Montage expérimental

L'expérience qui suit, similaire à la précédente, a été réalisée sans polariseur, comme le montre le schéma de la Figure 115. Le contrôleur de polarisation placé avant le circulateur permet de fixer la polarisation incidente sur le MNL.

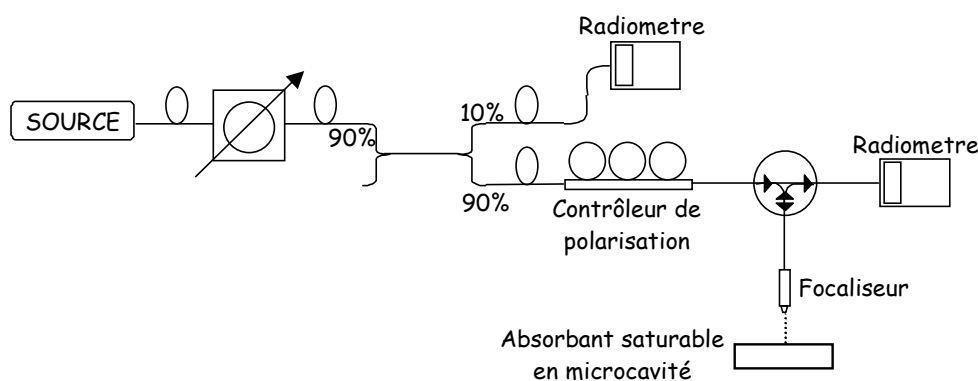


Figure 115. Schéma du montage expérimental

Les mesures présentées ci-dessous ont été faites à une puissance incidente constante sur l'AS de -5 dBm pour les différentes longueurs d'onde.

II.B.2. Résultats expérimentaux

La courbe qui suit (Figure 116) représente la PDL en fonction de la longueur d'onde à faible puissance incidente (-5 dBm) à 30°C .

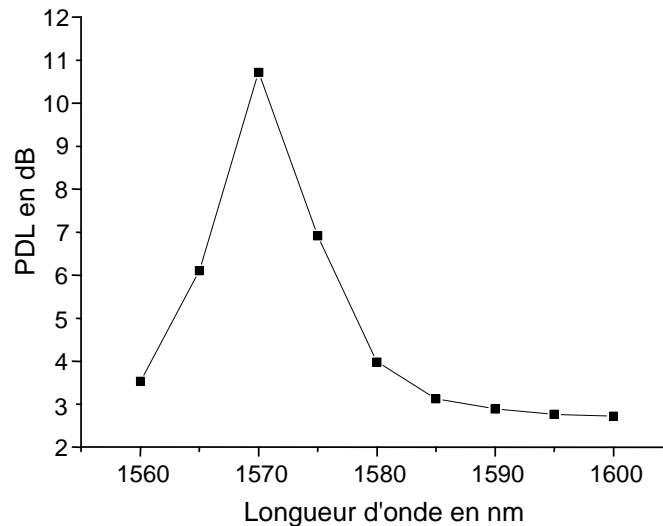


Figure 116. PDL en fonction de la longueur d'onde à 30°C

Comme on l'a déjà observé lors de la première série d'expériences, la PDL augmente quand on se rapproche de la longueur d'onde du pic excitonique. A cette longueur d'onde, on a une PDL très élevée de l'ordre de 11 dB. A 10 nm autour de la longueur d'onde de la résonance de la cavité (elle est ici située à 1570 nm environ), on a encore presque 3 dB de PDL. Ces valeurs sont relativement supérieures aux valeurs de PDL obtenues plus haut. Il faut noter que la longueur d'onde du pic excitonique est décalée de 5 nm par rapport à ce cas et les conditions expérimentales de température peuvent être différentes.

II. C. Conclusion

Ces valeurs élevées de PDL peuvent poser problème lors d'une utilisation des MNL en tant que régénérateurs. En effet, s'il existe des variations du niveau minimum de puissance réfléchi, c'est-à-dire des variations sur le niveau de puissance réfléchi des '0', on ne peut pas assurer une amélioration constante du contraste en fonction de la polarisation du signal incident. Or, la polarisation lors d'une propagation dans une ligne de transmission fibrée n'est pas fixe. Il est donc possible que ces effets viennent perturber les performances du MNL.

Nous allons maintenant étudier les effets de la température sur cette PDL quand le miroir est bloquant.

III. Sensibilité à la polarisation et température

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, il semble que le signal incident en modifiant la température du composant fasse varier ses caractéristiques à fort signal incident. Nous allons vérifier les variations de la PDL du composant à l'état bloquant en fonction des changements de température du composant. Ceux-ci peuvent être provoqués par une variation de température du milieu environnant ou à une augmentation de la température moyenne d'un composant soumis à de fortes puissances incidentes par exemple.

III. A. Montage expérimental

Après avoir monté le miroir non-linéaire sur un dispositif à effet Peltier, nous sommes parvenus à observer les effets de la polarisation sur la réflectivité du MNL à l'état bloquant en fonction de la température sur une plage s'étalant de 20°C à 60°C. Ce dispositif est fixé à la plaque de cuivre soutenant le MNL. Le schéma du montage est présenté sur la Figure 117.

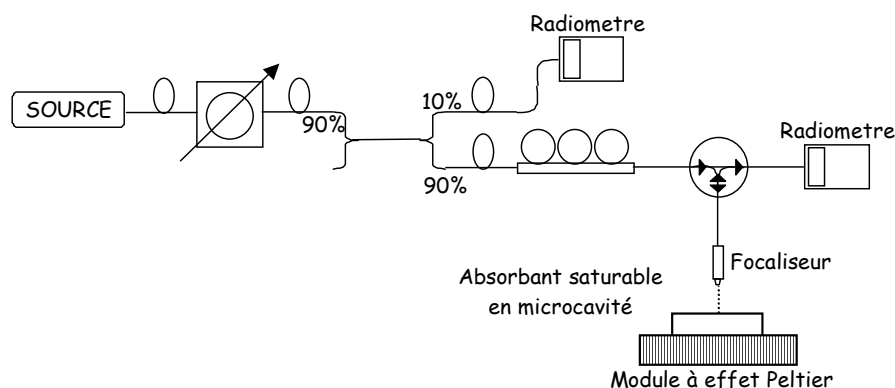


Figure 117. Schéma du montage expérimental du MNL sur module à effet Peltier

On repère les maxima et les minima de réflexion grâce au contrôleur de polarisation en amont du circulateur optique. On travaille sous le seuil de saturation de l'absorption dans les mêmes conditions qu'au paragraphe II.B.1 (- 5 dBm de puissance incidente) et au même point de focalisation (longueur d'onde du minimum de réflectivité, 1570.5 nm). On balaie en longueur d'onde entre 1560 nm et 1600 nm et on fait varier la température de l'AS entre 20°C et 60°C.

III. B. Evolution de la PDL en fonction de la température et de la longueur d'onde

Les résultats issus de l'expérience sont présentés sur la Figure 118 qui suit. Il s'agit de la PDL, différence entre le maximum et le minimum de réflexion, en fonction de la longueur d'onde du signal incident à faible niveau de puissance incidente.

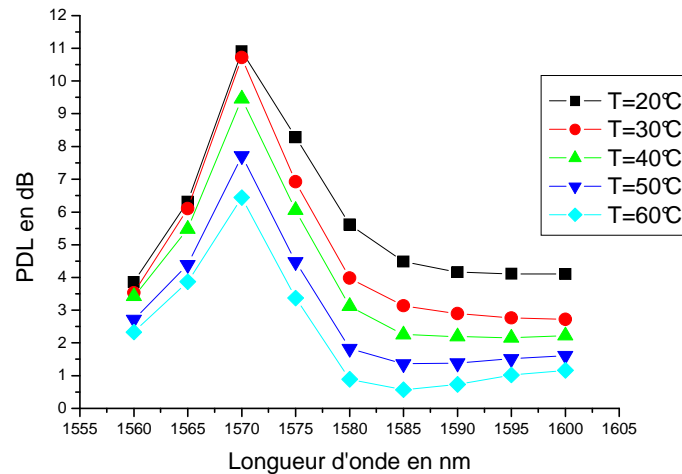


Figure 118. PDL en fonction de la longueur d'onde et de la température du composant

On remarque que la PDL est très importante et est maximale à la longueur d'onde de la résonance de la cavité quelle que soit la température. Elle diminue avec l'augmentation de la température : à 1570 nm, elle est de 11 dB à 20°C et passe à 6.4 dB à 60°C. Dans la référence [100], on considère que les AS dont le temps de réponse est plus rapide que le temps de relaxation du spin sont sensibles à la polarisation incidente puisque les états de spin des porteurs photocréés dépendent de la polarisation incidente. Ce temps de relaxation de spin est de l'ordre de 5.2 ps dans les MQW InGaAs/InP [97] et varie en T^{-3} où T est la température [73]. Quand on augmente la température, cette durée diminue et le temps de retour à l'équilibre des porteurs devient grand devant le temps de relaxation de spin. Ceci pourrait expliquer la diminution de la sensibilité à la polarisation quand la température augmente.

Si maintenant on représente non plus la différence entre les minima et maxima de réflexion mais les minima et maxima eux-mêmes en fonction des mêmes paramètres, on obtient les courbes des sous-paragraphe suivants.

III. C. Evolution de la réflectivité du MNL à l'état bloquant selon les deux polarisations

III.C.1. Courbes expérimentales

On s'intéresse à la puissance réfléchie du MNL en petit signal (-5 dBm) quand le faisceau incident est polarisé suivant le plan [110] et suivant le plan [-110] du cristal. Ces courbes expérimentales sont représentées sur la Figure 119.

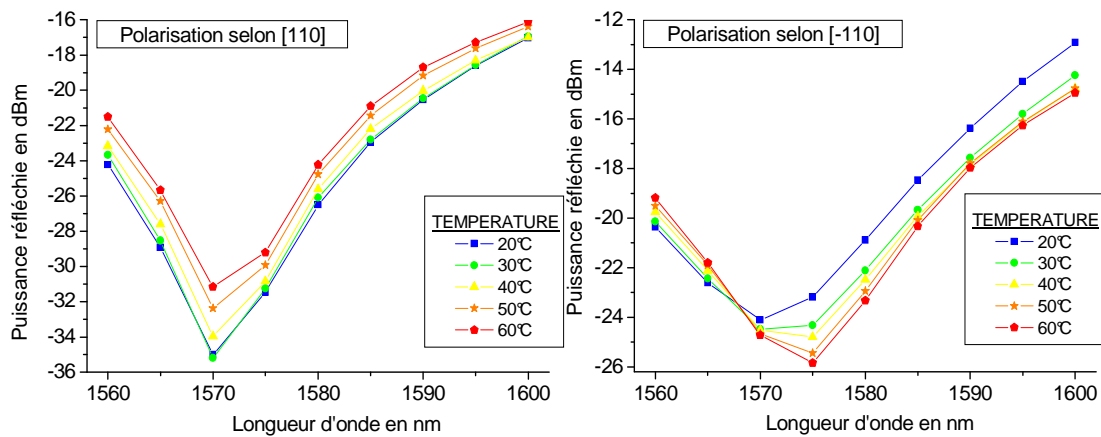


Figure 119. Puissance réfléchi en fonction de la longueur d'onde et de la température

Nous pouvons faire plusieurs remarques à propos de ces deux séries de courbes. Elles n'ont tout d'abord pas la même largeur à mi-hauteur. De plus, les amplitudes des minima n'évoluent pas dans le même sens quand la température augmente. Enfin, dans les deux cas, le minimum semble se décaler vers les grandes longueurs d'onde, mais sensiblement plus rapidement dans le cas d'une polarisation selon $[-110]$, quand la température augmente.

III.C.2. Simulations qualitatives

Avant de tenter de comprendre l'évolution des caractéristiques du MNL en fonction de la température, nous allons étudier les variations de la réflectivité d'une simple cavité Fabry-Perot asymétrique contenant un milieu absorbant en fonction des paramètres susceptibles de varier avec la température : c'est-à-dire l'indice de réfraction moyen, le coefficient d'absorption et enfin la longueur de la cavité. Pour simplifier le modèle, l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption seront considérés comme constants sur toute la plage de longueur d'onde observée. Les paramètres de la cavité sont les mêmes que dans les simulations de réflectivité d'une cavité Fabry-Perot du chapitre 2. Sur la figure de gauche (a) de la Figure 120, on a un indice de réfraction moyen du milieu égal à 3.53 et le coefficient d'absorption varie entre $1.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ et $5.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Dans un autre cas de figure (b), le coefficient d'absorption est constant égal à $3.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ et l'indice, n , varie entre 3.51 et 3.55. Dans ces deux cas la longueur de la cavité est constante et égale à 1335 nm. Enfin dans le dernier cas, on fait varier la longueur de la cavité L de 5 nm en 5 nm entre 1525 nm et 1545 nm.

La longueur d'onde de résonance de la cavité est très dépendante de la longueur effective de la cavité et peu de la valeur du coefficient d'absorption. Ce phénomène est illustré sur les courbes de la Figure 120.

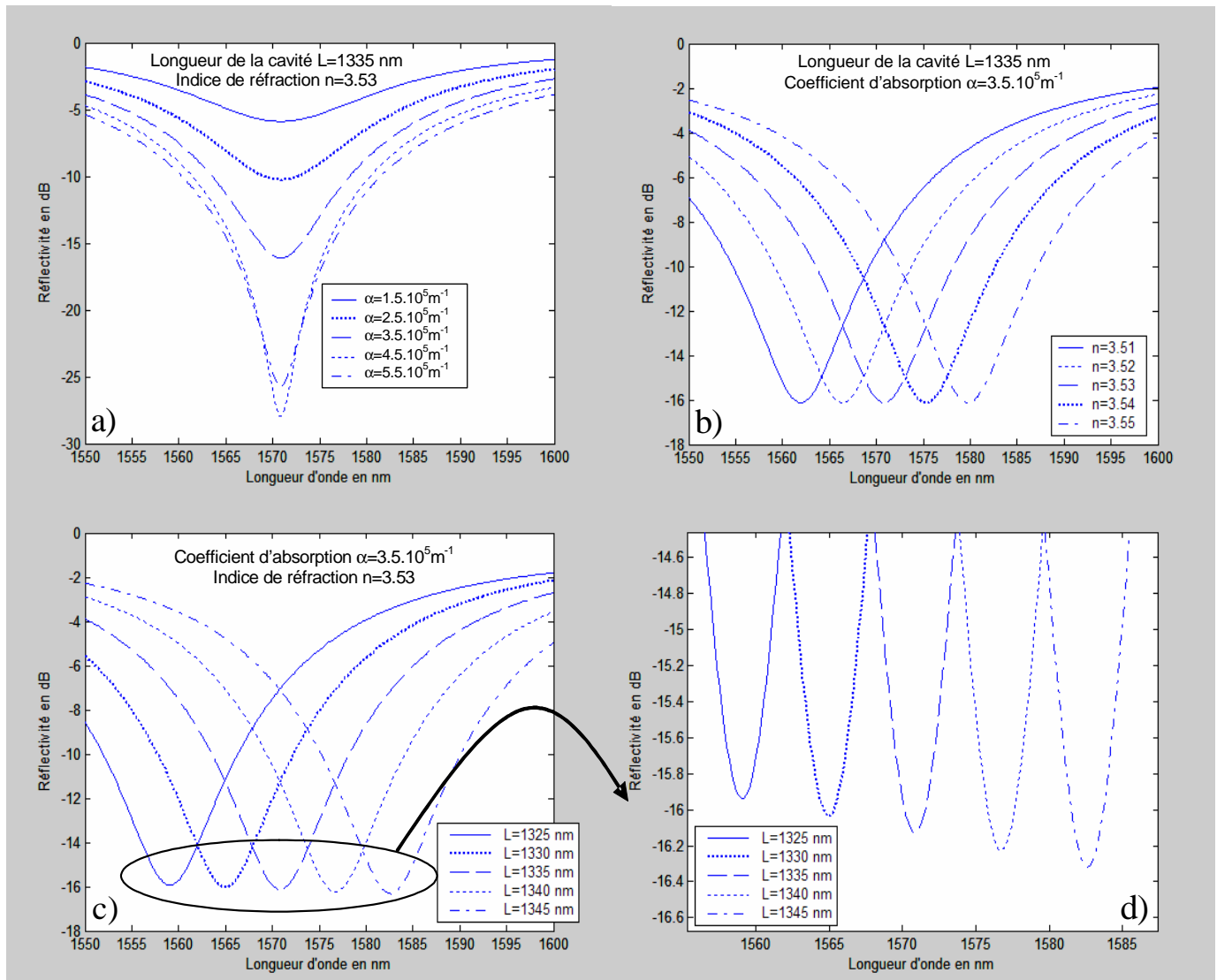


Figure 120. Réflectivité en fonction de la longueur d'onde quand a) le coefficient d'absorption varie, b) l'indice de réfraction varie, c) la longueur de la cavité varie, d) agrandissement du minimum de réflectivité du cas c

La valeur du coefficient d'absorption détermine en grande partie la largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité ainsi que la valeur du minimum de la réflectivité par le biais de la condition d'adaptation d'impédance. Les variations de n ou de L modifient la longueur d'onde de résonance de la cavité. Une diminution de la longueur de la cavité ou une baisse de l'indice de réfraction entraîne un décalage vers les basses longueurs d'onde de la résonance et inversement. Quand la valeur de l'indice de réfraction varie, on n'a aucune modification des valeurs de la réflectivité. Une simple translation suivant l'axe des longueurs permet de passer d'une courbe à une autre. Par contre, une augmentation de la longueur d'onde de la cavité entraîne non seulement un décalage de la longueur de résonance vers les grandes longueurs d'onde, mais aussi une diminution de la réflectivité comme le montre le (d) de la Figure 120. Notons enfin qu'une variation d'indice entraîne également une évolution de la largeur à mi-hauteur de la cavité.

III.C.3. Décalage de la résonance

Si on représente le minimum de puissance réfléchi par le MNL pour les deux polarisations en fonction de la température sous forme de lignes de niveaux, on obtient les courbes interpolées qui suivent.

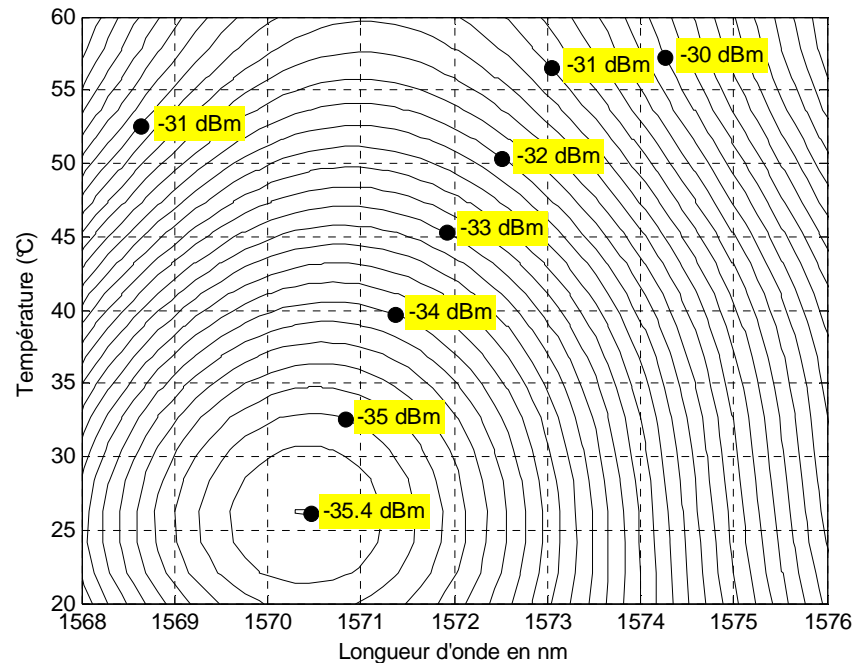


Figure 121. Puissance réfléchie selon la polarisation [110] en fonction de la température et de la longueur d'onde

A 20°C, le minimum de réflexion est situé à 1570.5 nm. La valeur du minimum augmente avec la température et sa position varie peu : on passe de - 35 dBm à 20°C à - 31.4 dBm à 60°C et de $\lambda_{\min}=1570.5$ nm à $\lambda_{\min}=1571$ nm.

On représente maintenant l'équivalent pour une polarisation selon le plan [-110]. La Figure 122 nous montre qu'à 20°C, le minimum de réflexion est situé à la même longueur d'onde que le minimum de réflexion selon le plan [110], c'est-à-dire, 1570.5 nm. Ici, la valeur du minimum de réflexion diminue avec la température. On passe de - 24.1 dBm à 20°C à environ - 26 dBm à 60°C. La réflectivité selon le plan [-110] diminue moins vite que n'augmente la réflectivité selon le plan [110]. En effet, la diminution du maximum est de seulement 2 dB environ alors que la croissance du minimum de réflectivité est de 3.6 dB. Enfin, la variation la plus importante est sans doute le décalage vers les grandes longueurs d'onde du minimum de réflectivité selon le plan [-110]. On se déplace de 3.7 nm : de 1570.5 nm à 20°C, on arrive à 1574.2 nm à 60°C.

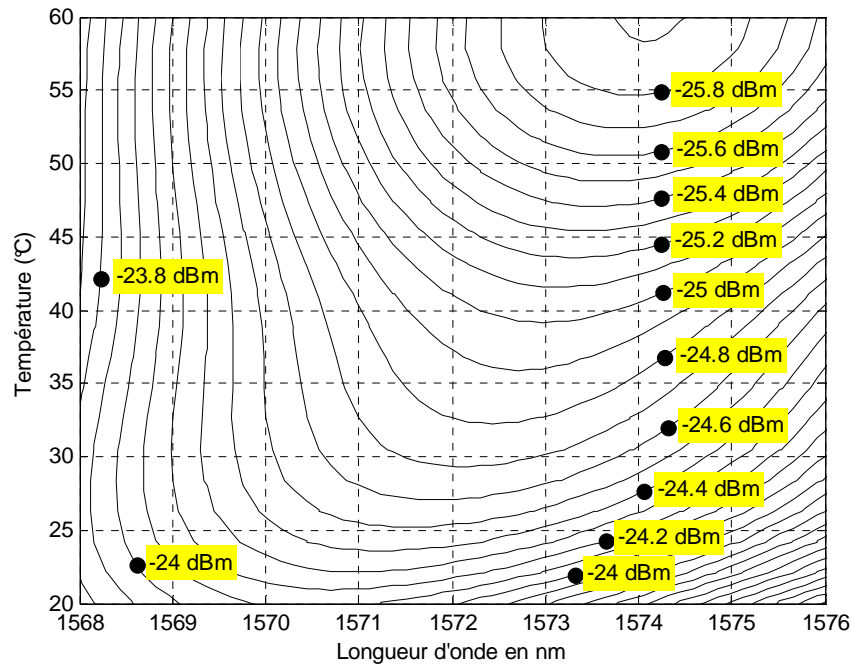


Figure 122. Puissance réfléchie selon la polarisation [-110] en fonction de la température et de la longueur d'onde

Quand on polarise un signal de puissance inférieure à celle de la puissance de seuil suivant le plan [110] ou le plan [-110] du semi-conducteur, on voit apparaître des comportements différents.

Si on considère que c'est la longueur effective de la cavité qui détermine la longueur d'onde du minimum de réflectivité d'un MNL, cela implique que ce minimum est fixé par le produit nL , n indice de réfraction moyen et L longueur géométrique de la cavité L . Le décalage en longueur d'onde de la résonance de la cavité $\delta\lambda$ est lié à l'apparition d'un déphasage $\delta\Phi$. On a la relation suivante :

$$\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\delta\Phi}{\pi} \quad \text{où} \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda_r^2}{2(nL)} \quad \text{est l'intervalle spectral libre (ISL) et } \lambda_r, \text{ la longueur d'onde de la}$$

résonance de la cavité.

Le déphasage peut s'exprimer en fonction des mêmes paramètres : $\delta\Phi = \frac{2\pi\delta(nL)}{\lambda_r}$,

où $\delta(nL)$ est la variation de longueur effective de la cavité nL . On arrive alors à la relation :

$$\frac{\delta(nL)}{nL} = \frac{\delta\lambda}{\lambda_r}$$

Pour une variation de la température du matériau de 40° et un faisceau polarisé :

- suivant le plan [110], on obtient $\frac{\delta(nL)_{[110]}}{nL_{[110]}} = 3.2 \times 10^{-4}$
- suivant le plan [-110], $\frac{\delta(nL)_{[-110]}}{nL_{[-110]}} = 23.6 \times 10^{-4}$.

Il existe pratiquement un facteur 8 entre les deux cas. Si on considère que $\delta nL = n \cdot \delta L + \delta n \cdot L$ où δL est l'allongement géométrique de la cavité due à la dilatation du matériau et δn la variation de l'indice de réfraction, on arrive à $\frac{\delta nL}{nL} = \frac{\delta L}{L} + \frac{\delta n}{n}$.

La dilatation thermique du matériau peut être considérée comme étant en partie responsable du décalage de la longueur d'onde de résonance de la cavité et les variations de la longueur géométrique de la cavité agissent de la même manière dans les deux cas. En effet, le coefficient de dilatation thermique pour InP est $4.6 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ et pour InGaAs, il est situé autour de $5.8 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [130]. Quand on prend en compte les longueurs des deux matériaux dans le MNL, on obtient une valeur moyenne du coefficient de dilatation du MNL de $5.1 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$. Ces grandeurs nous donnent un facteur de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ pour une augmentation de 40 degrés, ce qui représente un décalage vers les grandes longueurs d'onde d'un peu plus de 0.3 nm.

Vraisemblablement, ce sont les variations de l'indice de réfraction en fonction de la température qui semblent être le facteur principal du décalage de la longueur d'onde du minimum de réflectivité du MNL. Ces variations sont liées à celles de l'absorption par la transformation de Kramers-Krönig. Cette relation est exprimée en fonction de la longueur d'onde :

$$\Delta n(\lambda) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{\Delta \alpha(\lambda') \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} d\lambda'.$$

Nous allons dans la suite du paragraphe tenter d'évaluer les variations de l'absorption selon les deux polarisations en considérant la valeur du minimum de réflectivité du MNL.

III.C.4. Evolution de la valeur de l'absorption

La Figure 123 nous montre une interpolation des courbes expérimentales de la Figure 119.

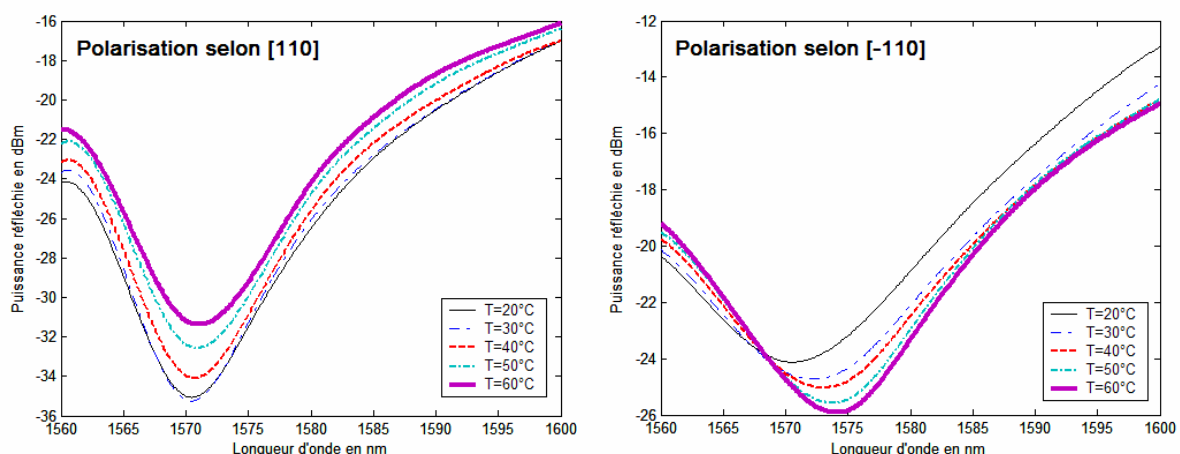


Figure 123. Interpolation des données expérimentales de la Figure 119

Si on se réfère aux courbes des simulations, deux facteurs nous montrent que la valeur de l'absorption selon le plan [110] est supérieure à celle selon le plan [-110] :

- la largeur à mi-hauteur de la résonance

- la valeur du minimum de la puissance réfléchie

sont toutes deux inférieures à celles obtenus dans le cas d'une polarisation selon le plan [-110].

En se basant sur les mêmes critères, on voit d'après l'évolution des courbes que l'absorption selon [110] diminue et celle selon [-110] augmente avec la température.

On peut envisager deux hypothèses :

- La première consiste à considérer que la température provoque un déplacement de la courbe d'absorption vers les grandes longueurs d'onde. On a vu dans le chapitre 2 que l'énergie de gap des semi-conducteurs est fonction de la température selon la relation de Varshni [105] :

$$E_g(T) = E_g(T=0) - \frac{\alpha \cdot 10^{-4} \cdot T^2}{\beta + T} \text{ où } \alpha \text{ et } \beta \text{ sont des constantes pour un matériau donné. Si on}$$

admet ce fait, on voit en effet se décaler les courbes d'absorption vers les basses énergies donc les grandes longueurs d'onde. Or, la différence entre les deux courbes d'absorption selon les polarisations est surtout importante au niveau du pic de l'absorption excitonique et plus faible voire inexistante ailleurs. Nous pouvons donc interpréter ceci comme étant une translation de la courbe d'absorption de la zone du pic excitonique vers le premier plateau de la courbe d'absorption. Quand on utilise cette relation pour le composant InGaAs/InP avec les valeurs données au chapitre 2, on obtient que la longueur d'onde du gap augmente de 32.3 nm pour une variation de la température de 40 degrés.

- La deuxième possibilité serait que la valeur de l'absorption autour de la résonance excitonique du matériau diminue suivant le plan [110] et augmente suivant le plan [-110]. Ce qui signifierait que le taux de polarisation diminue avec une augmentation de la température.

A partir d'une courbe expérimentale de l'absorption d'un AS en transmission obtenue grâce à un spectrophotomètre à environ 20°C, nous allons simuler la réflectivité d'une cavité Fabry-Perot asymétrique dans les différents cas proposés. On considère que les courbes d'absorption autour de la résonance excitonique, selon les plans [110] et [-110], sont les mêmes à un facteur multiplicatif près. Les variations de l'indice de réfraction autour de sa valeur moyenne en fonction de la longueur d'onde ont été calculées à partir de la courbe d'absorption grâce à la relation de Kramers-Krönig qui relie les variations de l'absorption et de l'indice de réfraction.

Pour limiter la complexité des simulations, on s'intéresse à une augmentation de température de 40 degrés et on considère que les décalages en longueur d'onde des courbes de réflectivité selon l'une ou l'autre des polarisations sont dus à une élancement de la longueur effective de la cavité selon

les facteurs obtenus dans le paragraphe III.C.3 : $\frac{\delta(nL)_{[110]}}{nL_{[110]}} = 3.2 \times 10^{-4}$ pour une polarisation selon

[110] et $\frac{\delta(nL)_{[-110]}}{nL_{[-110]}} = 23.6 \times 10^{-4}$ pour [-110].

Dans chaque cas, on présente les courbes d'absorption considérées et la réflectivité de la cavité contenant ce milieu absorbant. On a rajouté 9.5 dB de pertes à la réflectivité calculée dans les simulations pour pouvoir plus facilement comparer ces résultats et ceux de l'expérience. Rappelons que dans l'expérience précédente, la puissance réfléchiée par le MNL est la réponse à un signal de -5 dBm. Les courbes de réflectivité sont donc équivalentes à celles de la puissance réfléchiée par un MNL de 4.5 dB de pertes d'insertion soumis à une puissance incidente de -5 dBm

III.C.4.a) Décalage de l'énergie de gap

Dans la première série de simulations, on a considéré un simple décalage des courbes d'absorption en longueur d'onde de la valeur déterminée à partir de l'évolution de l'énergie de gap du composant en fonction de la température, c'est-à-dire une trentaine de nanomètres. On suppose également que l'écart entre les deux spectres d'absorption reste constant sur l'intervalle d'étude en se référant à la Figure 110 de la page 121. En effet, les proportions entre largeur de puits et largeur de barrières du MNL sont très proches du cas où les courbes d'absorption restent séparées sur toute la longueur de la première marche de la courbe d'absorption. Le taux de polarisation est situé autour de 14%.

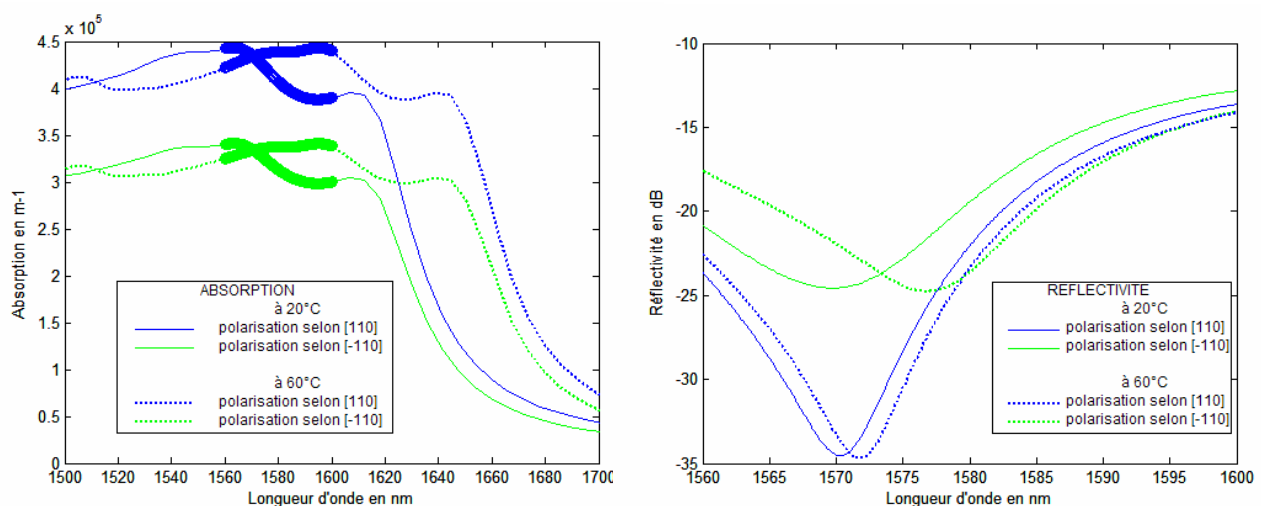


Figure 124. Spectre d'absorption des MQW et réflectivité de la cavité quand on considère un décalage en longueur d'onde du spectre d'absorption

Sur la Figure 124, on peut voir les spectres d'absorption à gauche en fonction de la température et de la polarisation. La partie en trait gras représente la fenêtre d'étude de la réflectivité de la cavité. A droite de cette figure, sont représentées les courbes de réflectivité en fonction de la longueur d'onde, de la polarisation et de la température. Les longueurs d'onde des minima sont fixées par l'augmentation du produit longueur géométrique par indice de réfraction et la réflectivité de la cavité varie peu en fonction de la température.

III.C.4.b) Diminution du taux de polarisation

On voit sur les courbes de gauche de la Figure 125, la courbe d'absorption selon la polarisation [110] qui s'abaisse et celle selon [-110] qui augmente avec la température. Le taux de polarisation passe de 14% à 5% environ.

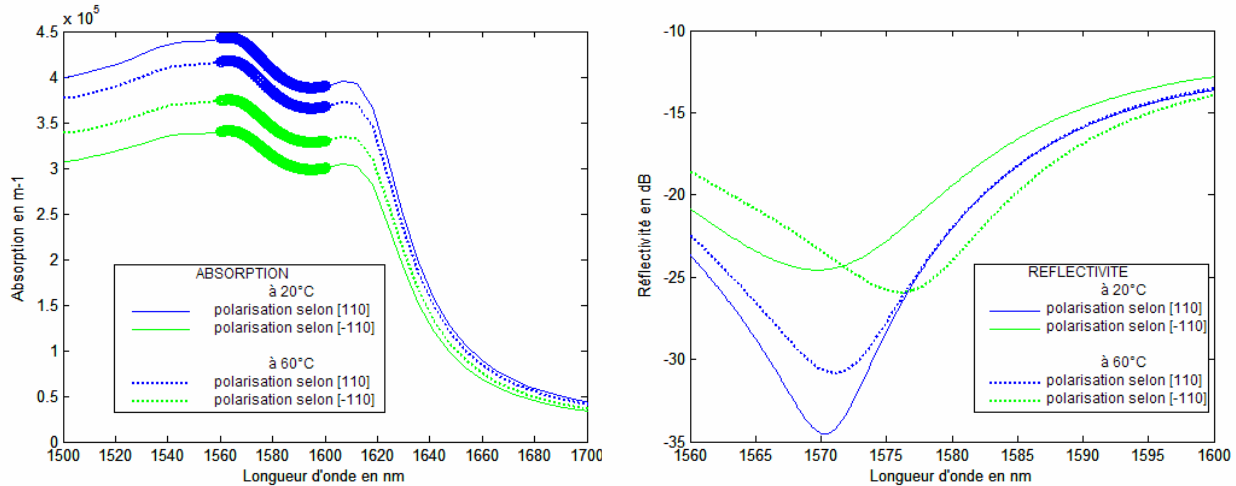


Figure 125. Spectre d'absorption des MQW et réflectivité de la cavité quand on considère une diminution du taux de polarisation

Dans ce cas, les courbes de réflectivité de la cavité suivent les variations observées dans l'expérience autour du minimum de réflectivité.

III.C.4.c) Décalage de l'énergie de gap et diminution du taux de polarisation

Dans cette troisième série de simulations, on a d'une part pris en compte le décalage de la courbe d'absorption due à l'augmentation de température et d'autre part de la diminution de la polarisabilité ou taux de polarisation. Ces courbes sont représentées sur la Figure 126.

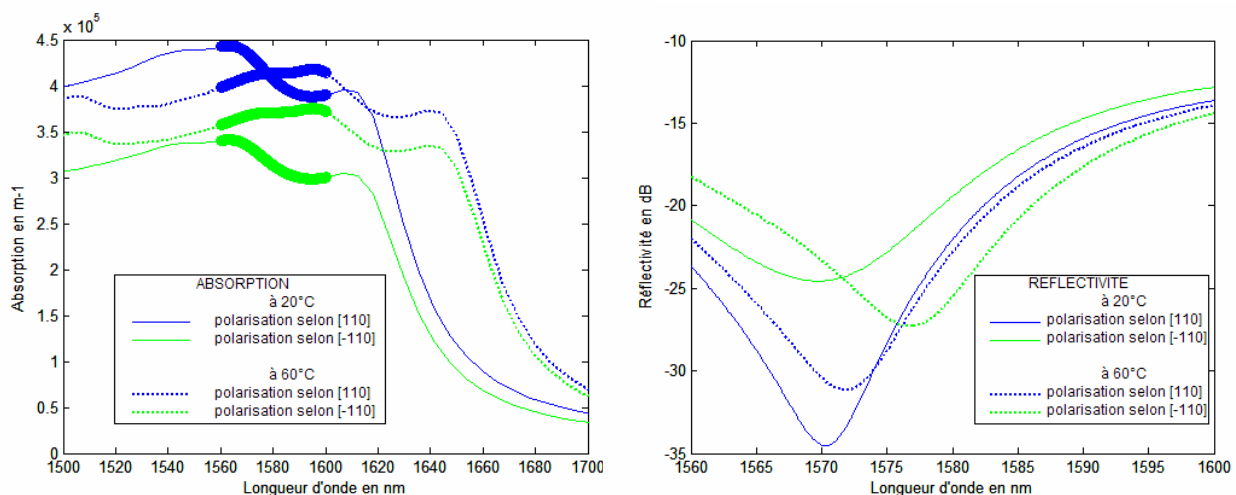


Figure 126. Spectres d'absorption des MQW et réflectivité de la cavité quand on considère un décalage en longueur d'onde du spectre d'absorption et une diminution du taux de polarisation

III.C.4.d) Comparaison expériences-simulations

Sur les courbes de la figure qui suit, on peut voir à gauche la réflectivité de la cavité simulée et à droite, les courbes interpolées des valeurs expérimentales (cercles vides) de la puissance réfléchie par le MNL de 61 puits quantiques obtenue lors de l'expérience présentée au début de ce paragraphe.

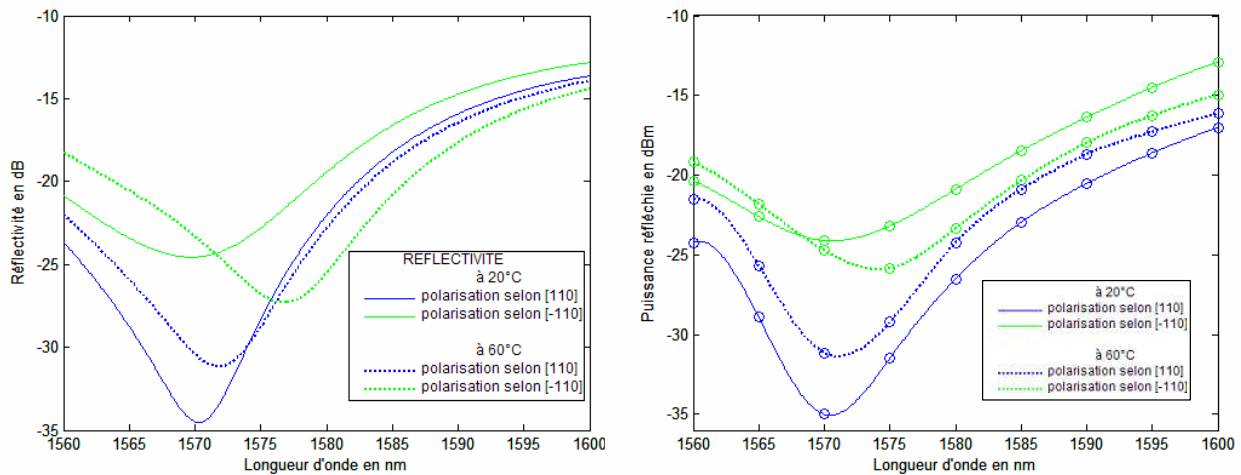


Figure 127. Comparaison simulations expériences

Malgré toutes les simplifications apportées au modèle (notamment celle qui suppose les variations de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde constantes alors que l'absorption varie), on peut voir que les deux types de spectres présentent des traits communs, aussi bien au niveau qualitatif que quantitatif. On peut donc considérer que quand la température augmente, on a non seulement un décalage des courbes d'absorption des AS vers les grandes longueurs d'onde [115] mais également une diminution du taux de polarisation. Ceci a également été observé récemment dans du GaN [84]. Notons qu'en plus de la dilatation du matériau, le décalage en longueur d'onde de la courbe de la puissance réfléchie du MNL observé expérimentalement peut être lié à une variation de l'indice de réfraction en fonction de la température corrélée à celle de l'absorption.

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que du fait de la structure à MQW, les MNL présentent une sensibilité à la polarisation importante à faible puissance incidente, c'est-à-dire sous le seuil de saturation des miroirs. Ce phénomène peut donc intervenir uniquement sur le niveau des '0'. On observe une anisotropie de l'absorption du matériau. Les valeurs de l'absorption selon l'axe [-110] du cristal sont inférieures à celles observées selon l'axe [110]. Le taux de polarisation ou la polarisabilité, rapport entre la différence entre les valeurs de l'absorption sur leur somme, caractérise cette dépendance à la polarisation. Elle est fonction du matériau. En effet, cette sensibilité à la polarisation est très prononcée dans les matériaux sans atome commun comme InGaAs/InP, mais est également

présente dans une moindre mesure dans les matériaux à atome commun comme InGaAs/InAlAs. Ce taux est également dépendant de la largeur des puits et de la technique d'épitaxie. Dans tous les cas de figure, l'absorption est d'autant plus anisotrope qu'on se trouve entre les transitions H1-E1 et L1-E1, c'est-à-dire au niveau du pic excitonique. De plus, cette sensibilité à la polarisation dépend également des contraintes exercées sur le matériau MQW [43].

Nous avons vu que le MNL à AS de 61 MQW InGaAs/InP épitaxié par MBE présente une sensibilité à la polarisation quand il est à l'état bloquant, c'est-à-dire quand la puissance du signal incident se situe sous la puissance de seuil. Les axes privilégiés du cristal selon lesquels on observe les extrêmes de puissance réfléchie par le miroir perpendiculaires à la direction de croissance épitaxiale qui est également la direction de propagation du signal. La valeur de la PDL engendrée par cette sensibilité à la polarisation dépend de la longueur d'onde du signal incident et est maximale au niveau de la longueur d'onde de la résonance de la cavité du MNL à température ambiante. Elle est de l'ordre de 11 dB à cette valeur de la longueur d'onde et 10 nm autour de la longueur d'onde de la résonance de la cavité, on observe encore presque 3 dB de PDL. En se fiant à la première série d'expériences réalisées entre 1550 nm et 1570 nm, nous sommes partis de l'hypothèse qu'il n'existait pas de PDL quand le miroir est passant. Cette hypothèse a également été soutenue dans de nombreuses références. Pourtant, nous allons voir dans le chapitre 5 que cette hypothèse ne s'est pas avérée. L'observation expérimentale du paragraphe II.A.2.b) ne permettait effectivement pas de présager d'une sensibilité à la polarisation au-dessus du seuil de saturation du MNL. Cependant, il faut admettre que la plage de longueurs d'onde étudiée est très décalée par rapport au minimum de réflectivité de ce point de focalisation expérimental 1578 nm.

Une étude de cette sensibilité à la polarisation à faible niveau de puissance incidente en fonction de la température a également été menée. Nous avons vérifié les variations de la PDL à faible niveau de puissance en fonction d'une augmentation de température du composant de 20 à 60°C. Nous avons remarqué que cette PDL est toujours maximale à la longueur d'onde de la résonance de la cavité et diminue avec l'augmentation de la température. De 11 dB à 1570 nm à 20°C, elle passe à 6.4 dB à 60°C. Mais on a également noté que la longueur d'onde du minimum de la courbe de réflectivité selon les deux polarisations se décalent vers les grandes longueurs d'onde même si la différence entre ces deux valeurs semble ne pas s'écarter de la longueur d'onde de résonance de la cavité à température ambiante. De plus, les valeurs des minima ne suivent pas les mêmes variations en fonction de la température. La dilatation du matériau seule n'est pas à même d'expliquer ces variations. Des simulations numériques de ces effets tendent à montrer que l'énergie de gap et donc l'énergie de transition de la courbe d'absorption se décalent non seulement vers les faibles énergies donc les grandes longueurs d'onde selon la relation de Varshni, mais aussi que le taux de polarisation a également tendance à diminuer avec une augmentation de la température.

Ces observations nous permettent de déduire qu'il faut prendre en compte les conditions de fonctionnement du MNL. En effet, le composant peut être amené à être utilisé à des températures très inférieures à la température ambiante, en milieu sous-marin par exemple. Dans ce cas, la sensibilité à la polarisation accrue à basse température pourrait limiter les performances de ce type

de régénérateur. D'autant plus que dans ce type de liaison, la polarisation n'est pas fixe. Pour ce matériau, on pourrait donc avoir une réflectivité variable sur les '0' dont l'amplitude, d'après les expériences précédentes, atteint pratiquement la valeur du maximum de contraste observable. On a pour le cas de ce composant une PDL de 11 dB et une amélioration du taux d'extinction possible à la même longueur d'onde de 12.8 dB. On perdrait dans ce cas le bénéfice de la remise en forme du signal. Si pour pallier ce fait une thermalisation du composant est nécessaire, c'est l'avantage d'un composant entièrement passif qui disparaît.

CHAPITRE 5

Chapitre 5 : Effets thermiques et sensibilité à la polarisation à forte puissance incidente

Dans ce chapitre, nous allons tenter de mieux comprendre les effets observés lors des expériences en pompe-sonde du chapitre 3. Dans chacune des expériences proposées, nous avons pu remarquer qu'une inflexion du contraste du signal de sonde apparaît quand la puissance du signal de pompe atteint une certaine valeur moyenne. Cette valeur semble dépendre du MNL : de 8 dBm pour le miroir de 42 puits, elle passe à environ 14 dBm pour le miroir de 61 puits quantiques. Au-delà de cette puissance moyenne, le contraste diminue très rapidement pour le MNL de 42 puits et sensiblement plus progressivement dans le cas de l'autre miroir. Ces comportements ont très rapidement été interprétés comme étant une manifestation de l'élévation de température du composant due à une forte intensité incidente. C'est ce que nous allons montrer dans les paragraphes qui suivent.

Dans un premier temps, nous allons revenir sur une des expériences proposées au chapitre 3 : le montage pompe-sonde avec le MNL de 61 MQW, afin de mettre en évidence le fait qu'une augmentation de la température agit non seulement sur le niveau des impulsions, c'est-à-dire des '1', mais également sur le niveau des '0'. Dans cette expérience, on a également pris soin de polariser les faisceaux incidents suivant le plan [110] du composant afin de s'affranchir de la sensibilité à la polarisation du MNL, déjà observée à faible niveau de puissance.

Ensuite, à partir de nouvelles séries d'expériences en configuration pompe-sonde, nous étudierons l'évolution des différentes caractéristiques du MNL c'est-à-dire, :

- les niveaux de puissance des '0' et des '1',
- le contraste total,
- la longueur de résonance de la cavité,
- et enfin, le temps de retour à l'équilibre des porteurs,

à des puissances de crête du signal de pompe identiques quand le MNL est soumis ou non à un chauffage. Dans cette expérience, les faisceaux incidents n'ont pas de polarisation particulière. Ceci nous a permis d'observer la sensibilité à la polarisation du MNL à l'état passant et également les effets produits par une augmentation de température sur les spectres d'absorption selon deux directions privilégiées du cristal, les plans [110] et [-110]. Toutes les expériences qui suivent concernent le MNL de 61 puits quantiques.

I. Expérience pompe-sonde en lumière polarisée selon [110] à une seule longueur d'onde du signal de sonde

I. A. Description de l'expérience

L'expérience en configuration de saturation croisée présentée dans le chapitre 3 a été réalisée selon le schéma décrit sur la Figure 128.

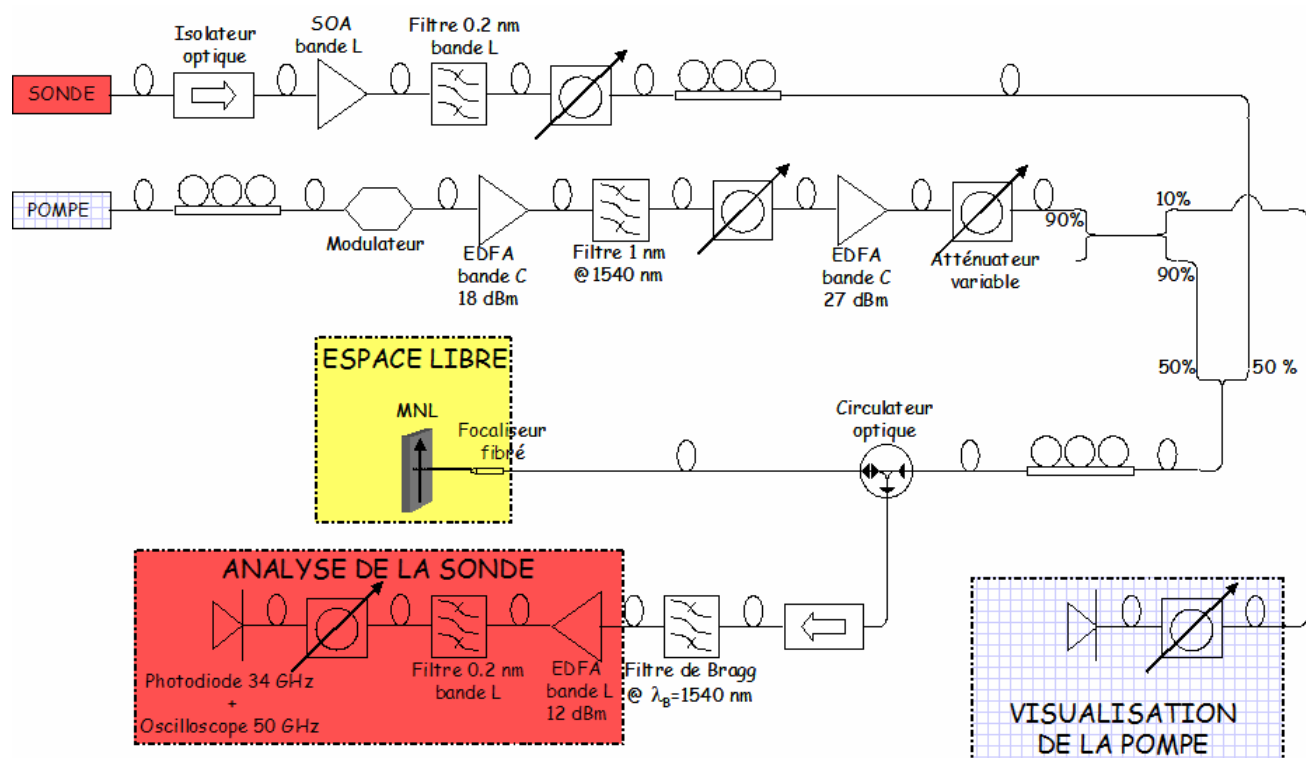


Figure 128. Schéma de montage de l'expérience pompe-sonde du MNL de 61 MQW

Le signal de pompe à 1540 nm est une source continue, modulée par un modulateur électro-optique. On obtient des impulsions de largeur temporelle 60 ps à une fréquence de 200 MHz. La sonde est un signal continu à la longueur d'onde 1575 nm. La polarisation du signal de pompe étant fixée à l'entrée du modulateur pour minimiser les pertes à travers celui-ci, un contrôleur de polarisation juste avant le circulateur est nécessaire pour fixer la polarisation selon l'axe [110] du cristal. Par voie de conséquence, la voie du signal de sonde doit également comporter un contrôleur de polarisation afin d'imposer la même polarisation au signal de sonde. Le signal de pompe en sortie du modulateur est amplifié et filtré sur 1 nm de largeur spectrale. Ce signal vient saturer le gain d'un amplificateur 27 dBm. Tout le gain disponible est utilisé à la longueur d'onde du signal d'entrée de l'amplificateur, on est ainsi assuré d'obtenir un signal de bon OSNR sans qu'un filtrage soit nécessaire. En effet, la plupart des filtres optiques ne supportent pas des puissances aussi élevées que 27 dBm. En sortie de cet amplificateur, un atténuateur permet de régler la puissance incidente

sur le MNL. Sur la voie du signal de sonde, le signal en bande L est amplifié par un SOA. Les deux signaux sont combinés grâce à un coupleur 50/50 et arrivent en incidence normale sur le MNL. Après réflexion, en sortie du circulateur optique, un filtre de Bragg permet une atténuation de 30 dB du signal de pompe. L'isolateur permet d'éviter que le signal réfléchi par ce réseau de Bragg ne retourne vers le circulateur. Le signal de sonde et le residu de pompe sont ensuite amplifiés grâce à un EDFA en bande L de 12 dBm de gain. En sortie du filtre en bande L de largeur spectrale 0.2 nm, il ne reste que le signal de sonde. Le niveau de puissance du signal de sonde est limité grâce à un atténuateur variable afin de ne pas saturer la photodiode quand le contraste est très important.

La plus grande difficulté dans ce montage est de faire varier la longueur d'onde du signal de sonde tout en assurant les mêmes conditions expérimentales de polarisation et de niveaux de puissance incidente sur le MNL. La réalisation de cette expérience a été possible grâce à l'acquisition d'un grand nombre de matériels (achats ou prêts) en bande L : une source accordable, des filtres optiques pilotables afin de ne pas changer les conditions de polarisation et des amplificateurs.

I. B. Rappel des résultats déjà présentés

Dans cette expérience, le signal de sonde continu est à 1575 nm et le signal de pompe est un signal de largeur temporelle 60 ps à 1540 nm. Nous étudions la valeur du contraste du signal de sonde pour cinq valeurs de la fréquence du signal de pompe : 100 MHz, 200 MHz, 1 GHz, 2 GHz et 5 GHz. Rappelons qu'une horloge à 5 GHz nous donne les mêmes conditions de taux de remplissage du signal qu'un signal PRBS à 10 Gbit/s. Les résultats de cette expérience ont déjà été présentés au chapitre 3. Nous avons observé que quelle que soit la fréquence de l'horloge, une inflexion du contraste est présente sur le signal de sonde à la même puissance moyenne incidente du signal de pompe 14 dBm environ pour ce MNL à toutes les fréquences (Figure 129).

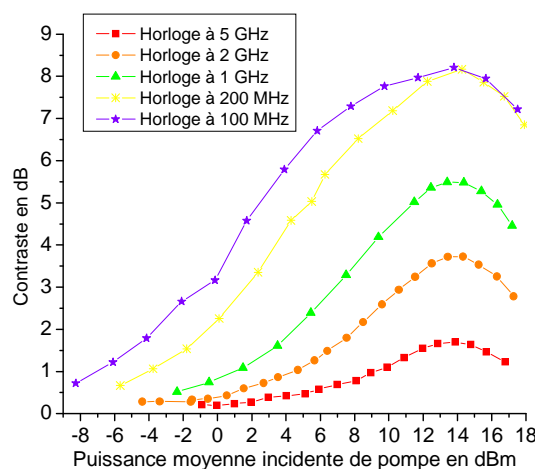


Figure 129. Contraste total du signal de sonde obtenu avec le MNL de 61 MQW en fonction de la puissance de pompe et de la fréquence du signal de pompe

Cette observation traduit la possibilité qu'au-delà d'une certaine puissance moyenne, il y ait des modifications des caractéristiques du MNL liées à l'augmentation de température imposée par le faisceau de pompe.

I. C. Autres résultats : effets thermiques sur le niveau des '0'

Quand on représente l'amplitude du signal de sonde, il apparaît non seulement un accroissement des niveaux de réponse à une impulsion mais aussi une diminution du niveau des '0' qui contribue à l'augmentation du contraste total du signal de sonde. L'augmentation du contraste total a donc deux contributions :

- une contribution des '1', qui correspond à l'augmentation des niveaux de réponse à une impulsion
- une contribution des '0' due à la diminution des niveaux des '0'.

Elles sont représentées sur la Figure 130.

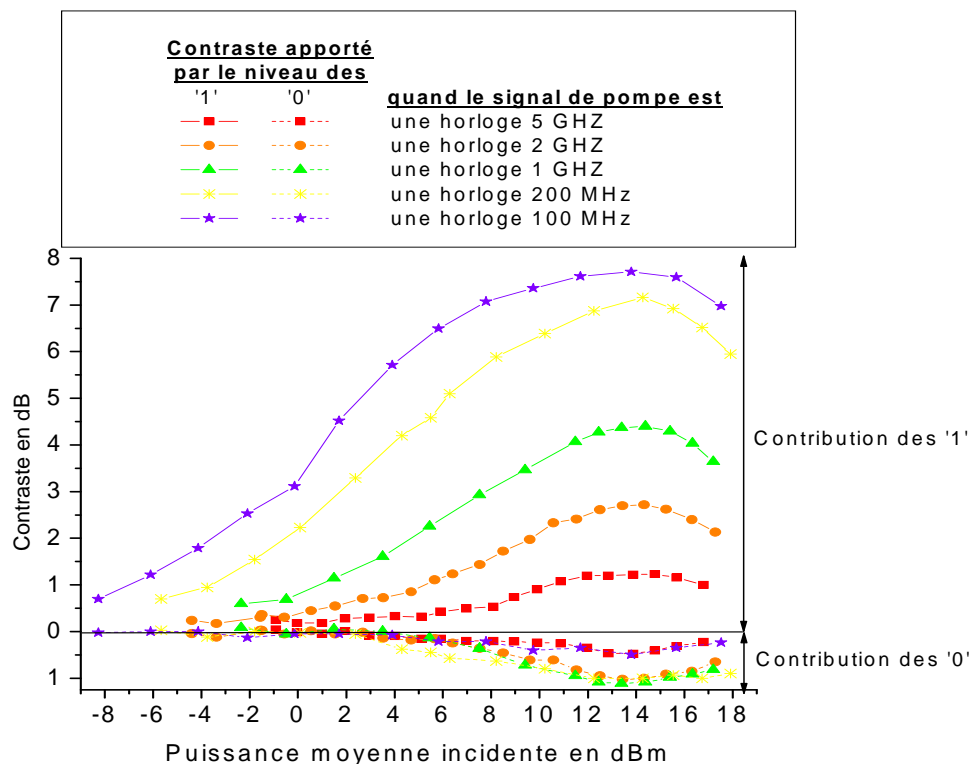


Figure 130. Contributions des '0' et des '1' apportées au contraste total en fonction de la puissance moyenne du signal de pompe incident à différentes fréquences

A partir d'une puissance moyenne incidente du signal de pompe d'environ 3 dBm (2 mW), la contribution du niveau des '0' devient non négligeable. Elle augmente régulièrement jusqu'à 13.7 dBm (23.4 mW) et atteint 1.2 dB avant de diminuer de la même manière que le contraste

observé sur les '1'. On ne retrouve pas la régularité des variations du contraste en fonction de la fréquence du signal de pompe dans le cas des '0'. Si on représente le contraste des '0' en fonction de la puissance moyenne et de la fréquence du signal de pompe, on obtient la figure qui suit (Figure 131).

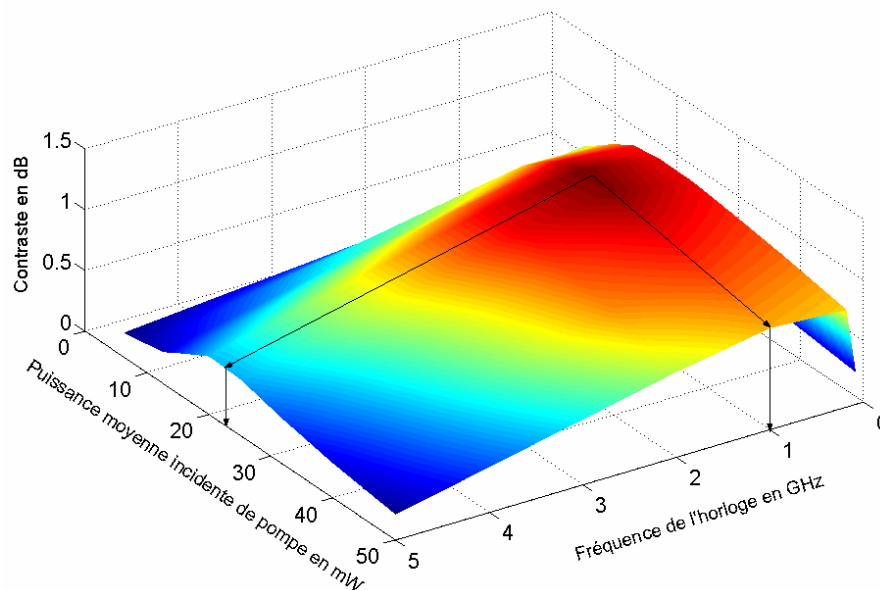


Figure 131. Contraste apporté par la diminution du niveau des '0' du signal de sonde en fonction de la puissance et de la fréquence du signal de pompe incident

Le maximum de la contribution des '0' est situé à 23.4 mW de puissance de pompe pour une fréquence de 1 GHz. Le minimum de réflectivité de ce MNL varie donc en fonction des caractéristiques du signal incident de pompe. Il semble que la cavité soit mieux accordée pour les valeurs de puissance et de fréquence citées ci-dessus.

I. D. Conclusion

Nous pouvons tirer plusieurs conclusions importantes de ces expériences en pompe-sonde réalisées à la longueur d'onde de la résonance de la cavité du MNL. Certaines d'entre elles se rapportent au contraste observé sur le signal de sonde au passage d'une impulsion du signal de pompe, pour simplifier nous allons parler du contraste observé sur les '1'. D'autres concernent les variations de la valeur de la réflectivité du MNL à cette longueur d'onde quand il n'y a pas d'impulsions du signal de pompe, on considère qu'il s'agit de modifications du niveau des '0'.

Nous allons tout d'abord nous intéresser aux '1'. La différence de réflectivité du MNL quand le signal de pompe présente une impulsion est directement liée au phénomène de saturation de l'absorption des MQW. Il s'agit donc d'un processus à dynamique rapide puisque le temps de retour à l'équilibre des porteurs est de l'ordre de 10 ps.

- Comme dans le cas d'une auto-saturation, le contraste du signal de sonde est fonction de la puissance incidente du signal de pompe. On observe un contraste uniquement quand la puissance du signal de pompe est supérieure à une certaine puissance crête, la puissance de seuil du déclenchement des effets non-linéaires. Elle peut ici être légèrement différente du cas d'une configuration d'auto-saturation puisque la longueur d'onde de la pompe est décalée par rapport à celle de la sonde.
- La valeur de contraste dépend de la fréquence du signal de pompe. Plus la fréquence du signal de pompe est élevée et plus le contraste diminue.
- Enfin, le contraste chute à partir d'une certaine puissance moyenne du signal de pompe.

Ces deux phénomènes ne semblent donc pas uniquement liés à la saturation de l'absorption mais également à de potentiels effets de température dus à la forte intensité du signal de pompe. Notons que ces derniers résultats n'ont pas été observés en auto-saturation.

Les autres considérations concernent le niveau de réflectivité des '0'.

- La valeur de la réflectivité du MNL varie avec la puissance incidente et la fréquence du signal de pompe. Nous avons constaté des variations de l'ordre de 1 dB dans l'expérience mise en œuvre.
- Ce phénomène semble apparaître à partir d'une puissance moyenne du signal de pompe.

Ces variations ne sont pas dues à la sensibilité à la polarisation du composant étant données les dispositions prises à propos la polarisation lors de l'expérimentation. On peut donc à nouveau exposer l'hypothèse d'une élévation de température entraînant des modifications des caractéristiques du MNL.

Ce sont ces effets thermiques que nous allons mettre en évidence dans la suite de ce chapitre.

II. Expériences pompe-sonde lumière non polarisée autour de la longueur d'onde de la résonance de la cavité

II. A. Description de l'expérience

Afin de vérifier les effets de la température sur le MNL, nous avons mené une nouvelle série d'expériences en saturation-croisée. Elles visent à déterminer le contraste d'un signal de sonde autour de la longueur d'onde de la résonance de la cavité dans deux cas différents :

- Dans le premier cas, le signal de pompe à 1540 nm est un signal présentant des impulsions relativement courtes, 60 ps, à une fréquence de répétition de 200 MHz. Ce signal est obtenu grâce à un modulateur électro-optique. On considère donc qu'il n'existe pas ou peu de chauffage du matériau par le faisceau de pompe.

- Dans le deuxième, le signal de pompe à 1540 nm est un signal composé d'impulsions longues de l'ordre de la microseconde à la fréquence de 200 kHz, produit par un modulateur acousto-optique. Dans ce cas, on devrait observer des effets dus à une augmentation de température au niveau du spot de focalisation.

Le schéma expérimental de base est le même que celui de l'expérience précédente. La source est accordable autour de 1575 nm.

Dans ces expériences, on compare la réponse du signal de sonde pour les mêmes valeurs de puissance crête de pompe incidente sur le MNL, avec et sans chauffage du composant. Les signaux ont une polarisation aléatoire. En effet, les contrôleurs de polarisation ne sont plus utilisés dans cette expérience. La polarisation est par contre constante pendant toute la durée des mesures.

Afin de s'assurer que le signal de pompe présente des impulsions carrées suffisamment longues pour que des effets thermiques soient visibles, nous avons réalisé des essais préliminaires qui nous ont permis d'évaluer la durée minimale des impulsions au-delà de laquelle les caractéristiques n'évoluent plus. Autrement dit, on suppose que cette durée d'impulsions permet une stabilisation de la température du composant donc de ses caractéristiques. Sur la Figure 132, on a représenté le signal de sonde normalisé en sortie du MNL en fonction de la longueur des impulsions du signal de pompe. La période du signal de pompe est 5 μ s et la largeur des impulsions est de 1,2,3 et 4 μ s.

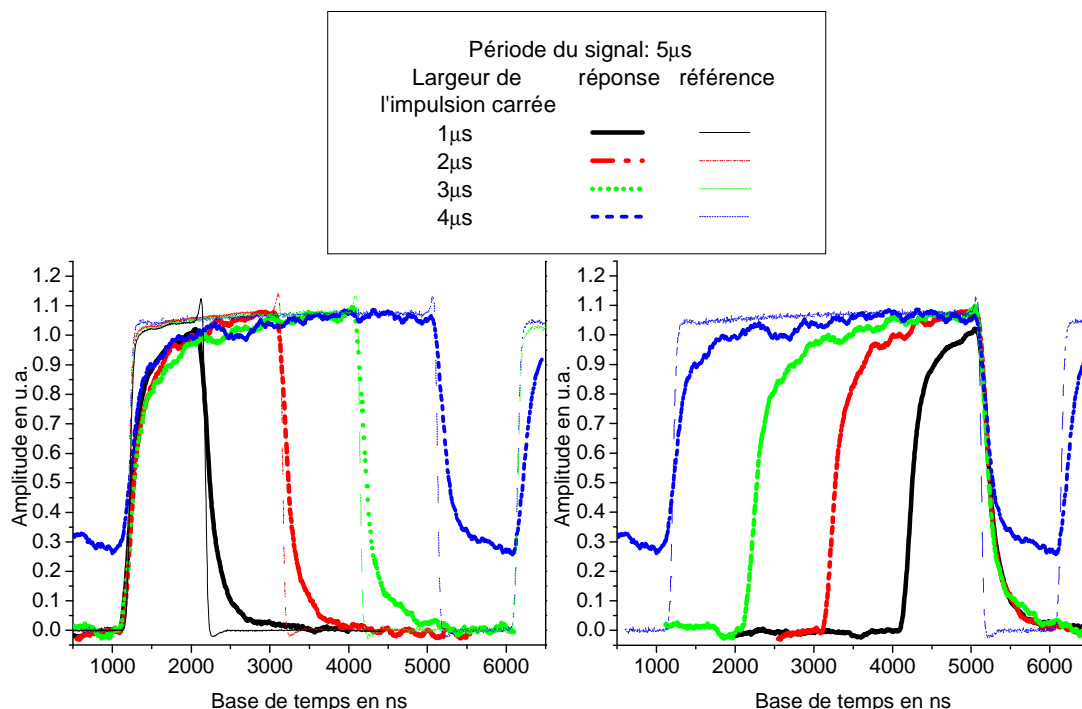


Figure 132. Réponse du MNL en fonction de la longueur des impulsions du signal de pompe

On voit nettement que deux cas de figure ne conviennent pas pour observer les effets escomptés : les deux cas extrêmes. L'établissement de la stabilisation des caractéristiques nécessite plus de 1 μ s

et dans le dernier cas, l'impulsion fait alors 4 μ s, on ne peut pas observer la décroissance complète du contraste. Ceci nous donne déjà un indice sur le temps de retour à l'équilibre des caractéristiques du miroir après l'action conjuguée de la saturation et du chauffage. Les deux autres cas permettent l'observation des deux constantes de temps et l'obtention du maximum de contraste. Pourtant, nous allons opter pour un signal de 2 μ s car il permet de produire des signaux de puissance crête supérieure au signal de 3 μ s. Dans le premier cas, on a $P_{\text{crête}} = P_{\text{moyenne}} + 4 \text{ dB}$ et dans le deuxième, $P_{\text{crête}} = P_{\text{moyenne}} + 2.2 \text{ dB}$. Ceci nous permet une plus grande plage d'étude en puissance. De plus, quelle que soit la longueur de l'impulsion, la croissance et la décroissance du signal de sonde ne varie pas quand la puissance de pompe incidente est constante. Les résultats des expériences réalisées avec un signal de pompe de durée 2 μ s sont présentées dans le paragraphe suivant.

II. B. Résultats expérimentaux

Nous allons distinguer les résultats obtenus concernant le niveau des '0', des '1' et enfin du contraste total observé. Chaque fois, nous exposerons les résultats des expériences, c'est-à-dire les spectres de réflectivité du niveau des '0', des '1' et du contraste total, d'abord sans, puis avec chauffage du composant par le signal de pompe. Ces grandeurs sont comparées à la même puissance crête du signal de pompe, seule la différence de durée des impulsions fait varier les conditions de température.

II.B.1. Niveau des '0'

Toutes les courbes présentées sur le niveau de puissance des "0" sont relatives à une référence qui est la réflectivité du signal de sonde sans la présence du signal pompe en fonction de la longueur d'onde à faible signal incident. Cette étude de l'évolution du niveau des '0' nous permet de vérifier si la puissance incidente du signal de pompe produit ou non une forte augmentation de température capable de modifier la réflectivité du MNL. Le niveau des '0' est repéré à chaque fois juste avant une impulsion.

II.B.1.a) *Impulsions courtes*

Quand le signal de pompe est un train d'impulsions de 60 ps à la fréquence de 200 MHz, on fournit de l'énergie au composant pendant 1.2% du temps. C'est-à-dire qu'on peut espérer ne pas observer de variations de la réflectivité du niveau des '0' dues à une augmentation de la température du MNL. Les spectres de réflectivité de la Figure 133 ont été obtenues à plusieurs puissances de crête du signal de pompe entre 9 dBm et 23 dBm. Ils montrent que la réflectivité ne varie pas ou peu tant que la puissance crête de la pompe reste inférieure à 19 dBm (au maximum 0.2 dB de variations). Au-dessus de cette puissance de crête du signal de pompe, l'élévation de température due à la forte puissance de pompe commence à produire des effets sur la courbe de réflectivité. Elle

semble se décaler légèrement vers les grandes longueurs d'onde et la valeur du minimum de cette courbe diminue faiblement. Notons que la courbe de réflectivité de référence, est parfaitement alignée avec la courbe de la réflectivité à 9 dBm. Elle n'est pas représentée sur cette série de courbes afin d'éviter la confusion entre réflectivité du signal de sonde seul à faible puissance incidente et sa valeur en saturation croisée. En effet, avant 9 dBm, valeur de la puissance de seuil du signal de pompe, on n'observe pas d'effets non-linéaires.

Ces mêmes courbes sont représentées sous la forme d'une nappe en 3 dimensions sur le graphe de la Figure 134. Elle est obtenue en interpolant directement les données expérimentales selon les deux variables : la puissance crête de pompe et la longueur d'onde du signal de sonde.

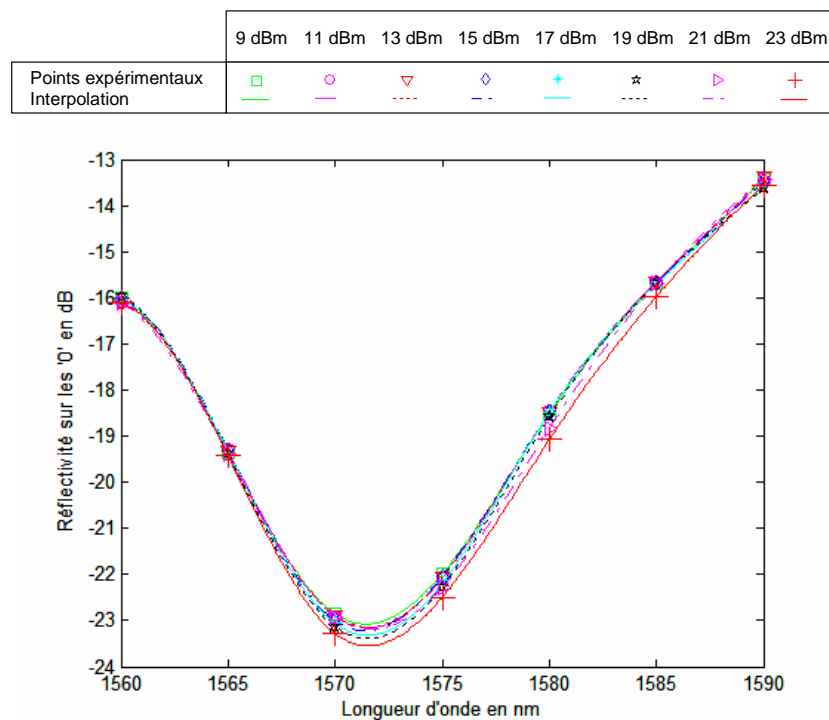


Figure 133. Réflectivité des '0' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage

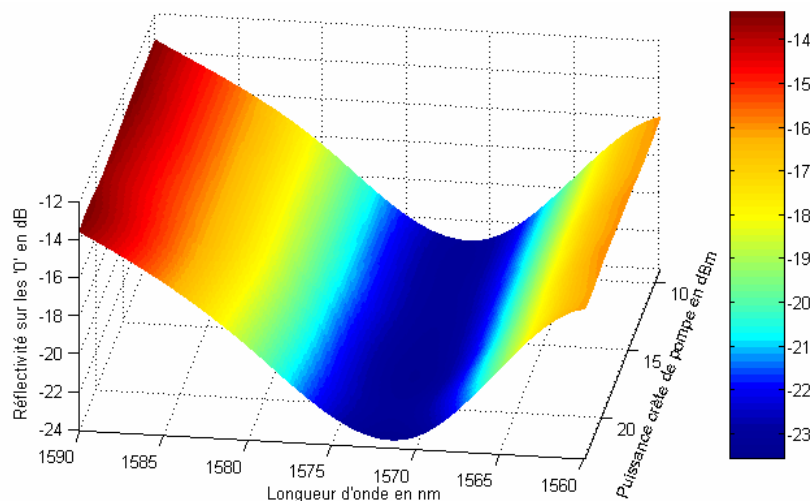


Figure 134. Réflectivité des '0' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage en 3D

II.B.1.b) *Impulsions longues*

Quand le signal de pompe est constitué d'impulsions de longueur $2 \mu\text{s}$ à une fréquence de 200 kHz, on fournit la même puissance crête de pompe que dans le cas précédent mais pendant 40% du temps, soit 33 fois plus longtemps que précédemment. Sur les spectres de réflectivité de cette expérience présentés sur la Figure 135, on voit à partir de 13 dBm de puissance crête incidente du signal de sonde la courbe de réflectivité commencer à se décaler sensiblement vers les grandes longueurs d'onde. Le minimum de réflectivité diminue quand la puissance du signal de pompe augmente : la cavité est mieux accordée. Ceci se produit jusqu'à 17 dBm. Ensuite, la courbe de réflectivité des '0' se déforme nettement à partir de 19 dBm.

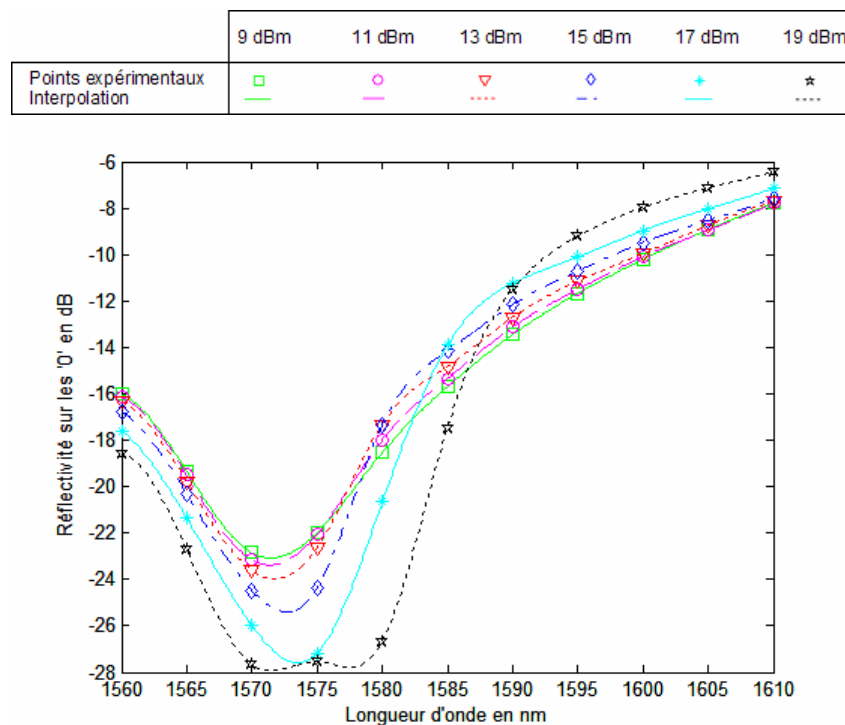


Figure 135. Réflectivité des '0' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage

Rappelons ici que les faisceaux incidents ont une polarisation quelconque. Au chapitre précédent, nous avons pu constater que les MNL à base de MQW présentent un dichroïsme d'absorption. Les spectres d'absorption selon les plans [110] et [-110] du cristal sont dissociés. De plus, une augmentation de température produit des effets différents sur la réflectivité du MNL. Quand le faisceau incident est polarisé selon [110], la longueur d'onde du minimum varie très peu avec une augmentation de la température. Par contre selon l'autre direction, le déplacement est beaucoup plus marqué.

On peut interpréter cette séparation de la courbe de réflectivité de la manière suivante :

La polarisation du faisceau de sonde peut être décomposée selon deux des axes privilégiés de l'AS à MQW, [110] et [-110]. Chacune des deux composantes de la polarisation du signal incident est affectée d'un facteur d'absorption différent. En sortie du MNL, nous voyons la combinaison des effets

observés selon les deux polarisations. Vaisemblablement, la forme du spectre peut avoir des formes différentes suivant l'amplitude des composantes selon l'une et l'autre des polarisations. L'un des deux pics de réflectivité peut être par exemple plus prononcé.

Sur la Figure 136, on a représenté de la même manière ces courbes sous la forme d'une nappe en 3D. Elle nous permet de voir qu'à partir de 13 dBm de puissance de crête du signal de pompe, le spectre s'élargit nettement avant que deux minima, séparés de 5nm, apparaissent à partir de 19 dBm.

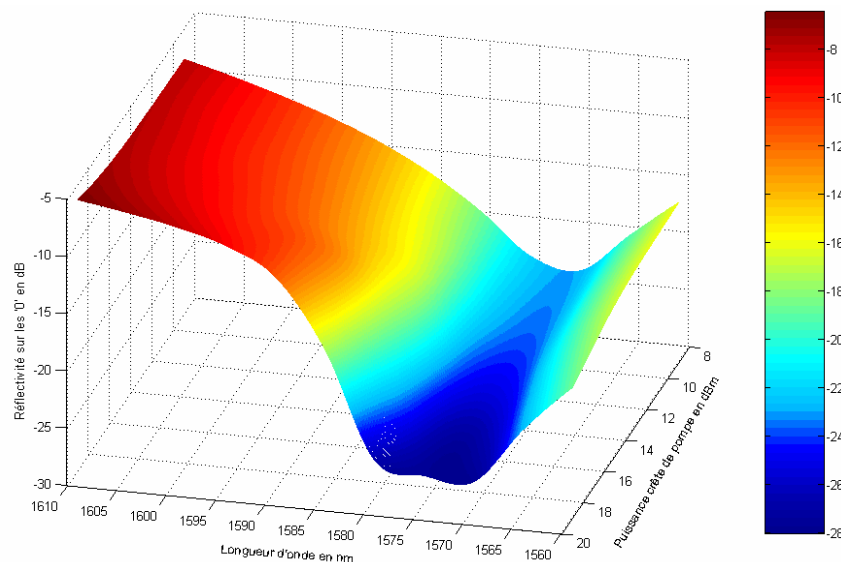


Figure 136. Réflectivité des '0' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage en 3D

II.B.2. Niveau des '1'

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution de la réflectivité quand une impulsion traverse le MNL, c'est-à-dire quand il se produit une saturation de l'absorption. Pour chaque valeur de la puissance de crête du signal de pompe et de longueur d'onde, le niveau des '1' est repéré au maximum de la réponse impulsionnelle dans le cas des impulsions courtes et au bout des 2 μ s quand l'impulsion est longue pour s'assurer que la température, donc le niveau de réponse, soit stabilisée. La référence dans ce cas est la même que celle du niveau des '0', la réflectivité du signal de sonde à faible niveau sans signal de pompe.

II.B.2.a) *Impulsions courtes*

Quand une impulsion de largeur temporelle 60 ps et de puissance incidente supérieure à 9 dBm traverse le miroir, des effets non-linéaires sur le signal de sonde sont observés et son niveau de puissance augmente avec la puissance de pompe incidente. Au-dessous de 19 dBm, nous nous sommes assurés grâce à l'observation du niveau des '0' que le signal de pompe ne provoque pas d'effets visibles dus à une augmentation de température. Les spectres de réflectivité qui suivent,

présentent les résultats se rapportant aux niveaux des '1', pour des puissances de crête du signal entre 9 dBm et 23 dBm.

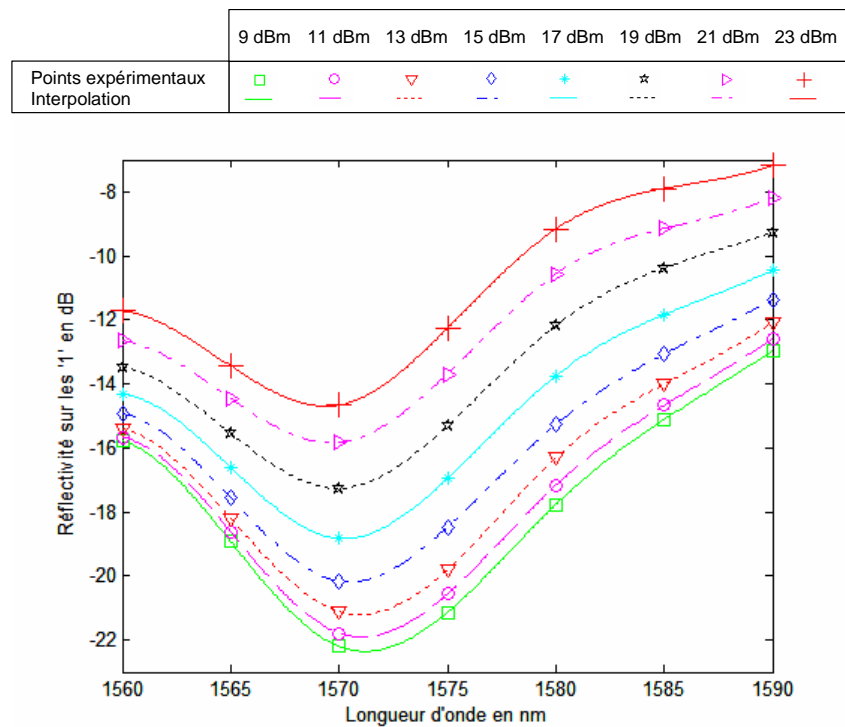


Figure 137. Réflectivité des '1' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage

L'amplitude du spectre de réflectivité du niveau des '1' diminue et le niveau du minimum augmente avec la puissance crête du signal de pompe. On voit également un élargissement spectral du pic. Ces observations sont directement liées à une diminution de la valeur de l'absorption due à la saturation de l'absorption excitonique. Nous pouvons aussi remarquer que le minimum du spectre de réflectivité se décale vers les faibles longueurs d'onde. Cette diminution de la valeur de l'absorption entraîne également des modifications de la valeur de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. On peut voir un décalage de 2 nm de la longueur d'onde du minimum de réflectivité.

La figure suivante (Figure 138) nous montre ces courbes en 3D.

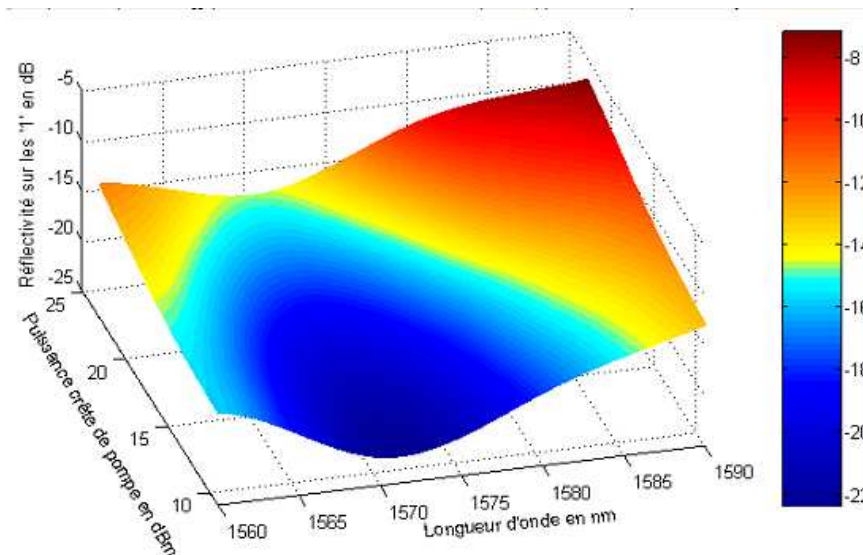


Figure 138. Réflectivité des '1' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage en 3D

II.B.2.b) *Impulsions longues*

Dans le cas d'un pompage par impulsions longues, on a vu que le niveau des '0' subissait des changements par rapport au cas où les impulsions incidentes sont plus courtes dès 13 dBm de puissance crête. On peut faire les mêmes observations sur le niveau de réflectivité des '1', comme le montre la Figure 139. En effet, à 9 dBm de puissance de pompage, il existe peu de différences avec le cas précédent. Le niveau du minimum est du même ordre de grandeur et seules la largeur et la longueur d'onde du minimum du pic de réflectivité traduisent la présence d'effets thermiques. A partir de 11 dBm, la réponse du MNL devient très différente du cas où il n'existe pas de chauffage. Le spectre de réflectivité montre deux minima à partir de 13 dBm de puissance de pompe : l'un d'entre eux se décale vers les faibles longueurs d'onde et l'autre se déplace plus rapidement dans le sens opposé.

Le premier minimum se situe autour de 1570 nm. Il se décale légèrement vers les basses longueurs d'onde et son niveau ne diffère que de 1 dB de celui de la réflectivité des '1' sans chauffage du composant. Il semble correspondre au minimum de réflectivité selon la polarisation [110] dont la longueur d'onde varie peu avec la température à faible niveau de puissance incidente.

Le second minimum se décale vers les grandes longueurs d'onde et sa valeur est nettement inférieure au premier pic. A 19 dBm, la réflectivité de ce pic est de 7 dB inférieure à celle de l'autre pic (- 22 dB au lieu de - 14 dB). A 19 dBm de puissance incidente, il se situe à 1593 nm. Ce pic est déjà apparent sur le niveau des '0' à 19 dBm et il est situé 6 nm au-dessus du premier, c'est-à-dire autour de 1578 nm. Il correspond à la réflectivité du MNL selon la polarisation [-110].

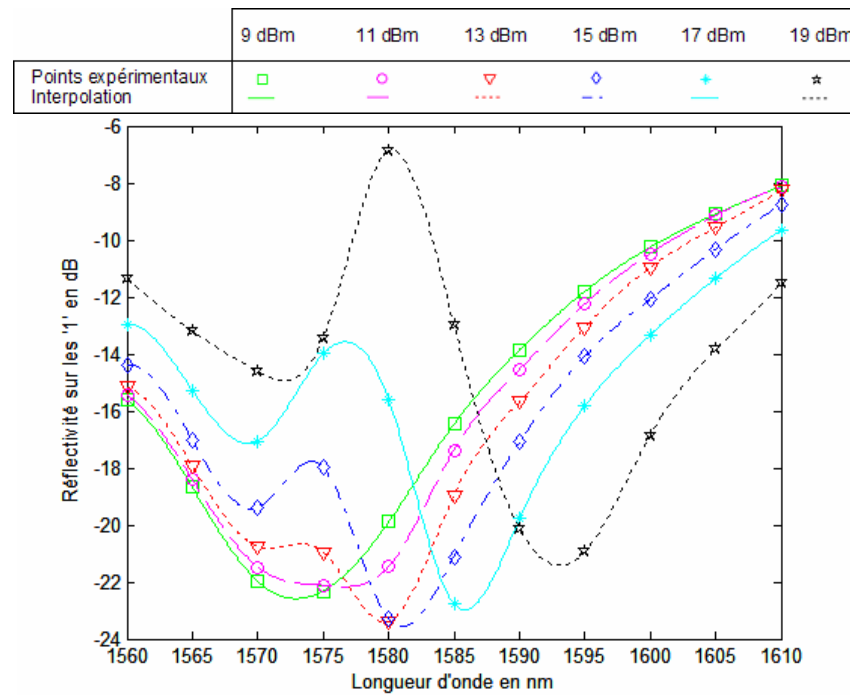


Figure 139. Réflectivité des '1' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage

On a également représenté ces courbes en 3D sur la Figure 140.

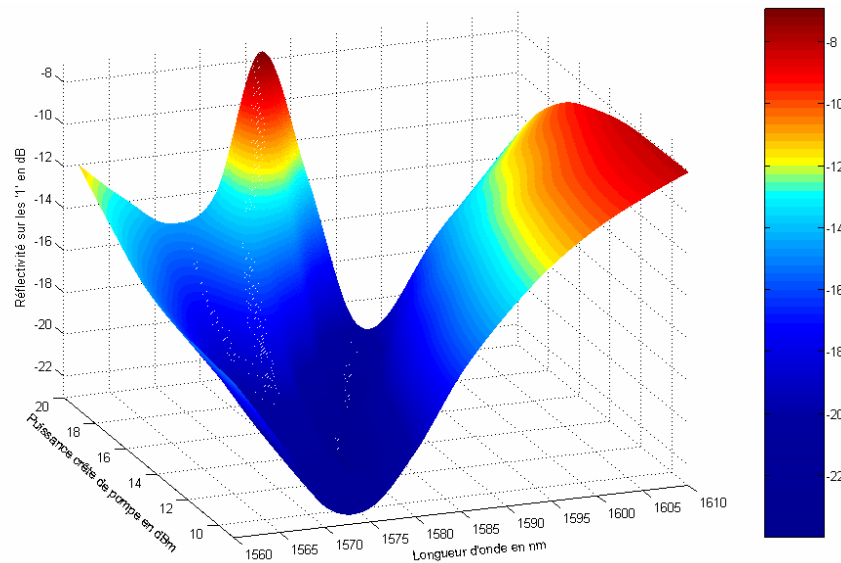


Figure 140. Réflectivité des '1' en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage en 3D

On voit nettement sur la Figure 140 que le minimum de réflectivité sur les '1' se scinde. La valeur de la réflectivité du pic correspondant à la polarisation [-110] est toujours inférieure au pic selon [110]. De plus, pour les grandes longueurs d'onde, les valeurs de la réflectivité du MNL deviennent inférieures à celles des '0'. Ce comportement est à l'origine d'un contraste négatif observé aux grandes longueurs d'onde. C'est ce que nous allons voir dans les paragraphes qui suivent.

II.B.3. Contraste

Le contraste du signal de sonde est le rapport du niveau de puissance des '1' sur celui des '0' pour une échelle linéaire des amplitudes. Quand l'échelle est logarithmique, c'est la différence de ces niveaux qui nous donne le contraste. Dans notre cas, on soustrait directement le niveau des '1' au niveau des '0' puisque leur référence est identique. Sur les courbes qui suivent, le contraste est représenté en fonction de la longueur d'onde et de la puissance incidente.

II.B.3.a) *Impulsions courtes*

Quand le pompage est réalisé par impulsions courtes, les spectres de contraste de la Figure 141 présentent un maximum à la même longueur d'onde quelle que soit la puissance incidente. C'est le cas sous 19 dBm de puissance crête du signal de pompe, c'est-à-dire tant que le minimum de la réflectivité de la cavité n'évolue pas vers les grandes longueurs d'onde. Par contre, ce maximum est légèrement décalé par rapport au minimum de réflectivité du MNL. En effet, bien que la longueur d'onde des minima de réflectivité sur les '1' et les '0' se situe à 1570.5 nm, c'est à 1575 nm qu'on observe le maximum de contraste.

Au-dessus de 19 dBm, le maximum du contraste se décale légèrement vers les grandes longueurs d'onde de presque 2 nm entre 19 dBm et 23 dBm de puissance crête. Le contraste maximum à 23 dBm de puissance crête est de 10.6 dB.

L'équivalent de ces courbes en auto-saturation est présenté au chapitre 3, page 93. Un maximum de contraste de 13 dB a été mesuré à 19 dBm. Dans les mêmes conditions : largeur d'impulsion (60 ps) et fréquence (200 MHz) identiques, le maximum de contraste en saturation croisée n'est que de 7 dB environ. Le contraste en saturation croisée est inférieur à celui obtenu en auto-saturation pour les mêmes puissances de pompage. Par ailleurs, les formes des spectres sont tout à fait comparables. A priori, l'efficacité du pompage à 1540 nm est moindre qu'à 1570 nm.

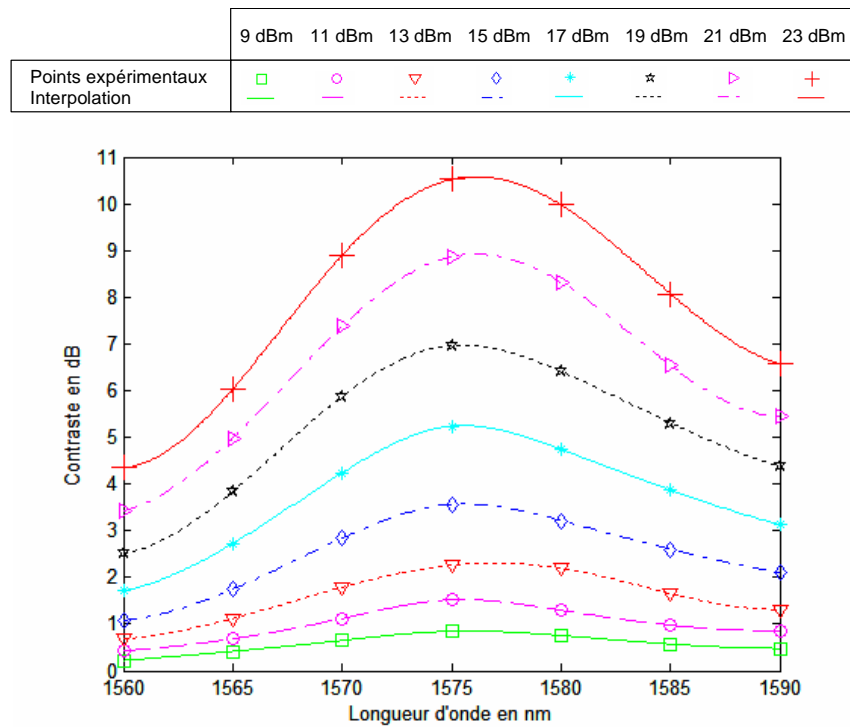


Figure 141. Contraste en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage

Ces courbes sont également représentées en 3D sur la Figure 142.

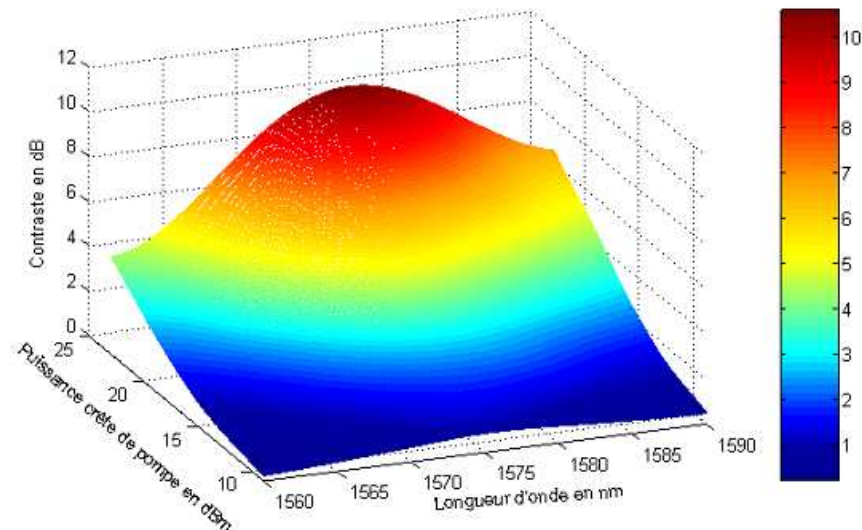


Figure 142. Contraste en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe sans chauffage en 3D

II.B.3.b) Impulsions longues

Quand les impulsions du signal de pompe sont longues, les spectres du contraste en fonction de la puissance incidente sont beaucoup moins réguliers que dans le cas précédent. L'augmentation de la température moyenne au niveau du point de focalisation entraîne, comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, une séparation des pics de réflectivité correspondant à l'absorption

selon les plans [110] et [-110] du composant. Le spectre du contraste pour des impulsions longues est représenté sur la Figure 143.

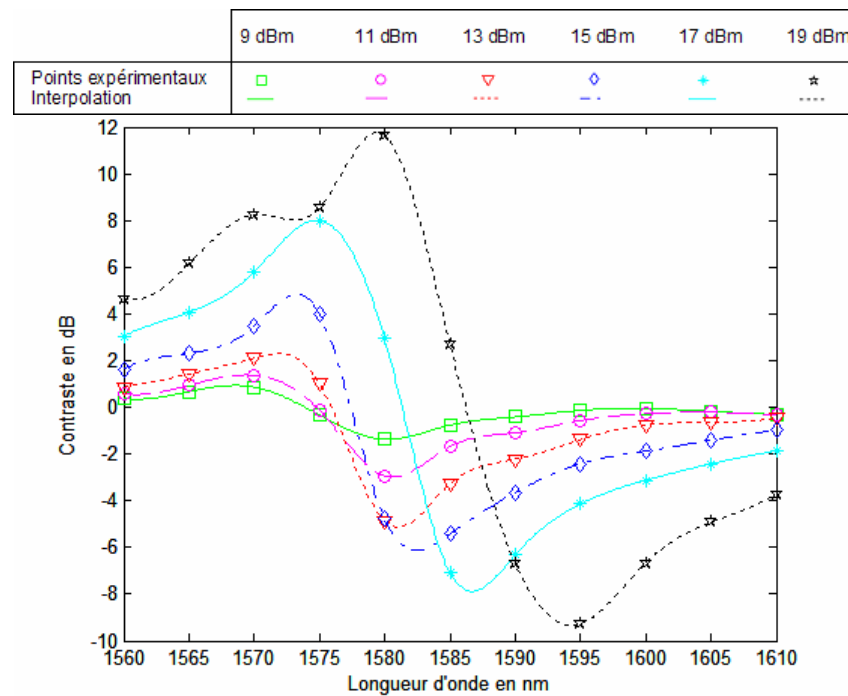


Figure 143. Contraste en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage

Etonnamment, Les spectres du contraste sont pratiquement symétriques par rapport à leur zéro de contraste qui évolue en fonction de la longueur d'onde. Pour chacune des valeurs de puissance de pompe incidente, on a un contraste positif, c'est-à-dire une amélioration du niveau des '1' par rapport à celui des '0', avant le zéro de contraste. Sur la figure suivante est représentée la longueur d'onde du zéro de contraste en fonction de la puissance de pompe en échelle linéaire (en mW).

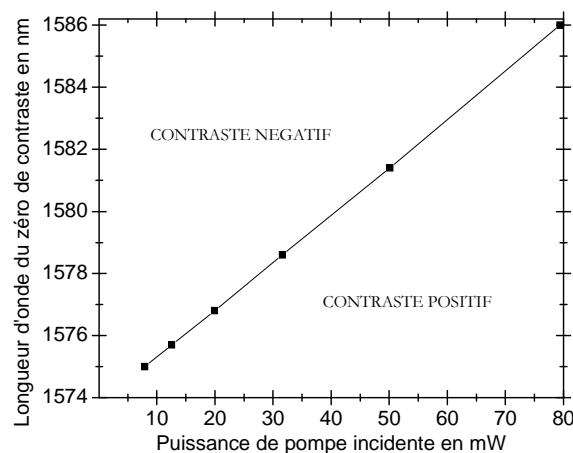


Figure 144. Longueur d'onde du zéro de contraste en fonction de la puissance de crête de pompe en mW

Les variations de la longueur d'onde du zéro de contraste semble évoluer de manière linéaire sur la fenêtre d'étude. Les spectres précédents sont représentés en 3D sur la Figure 145.

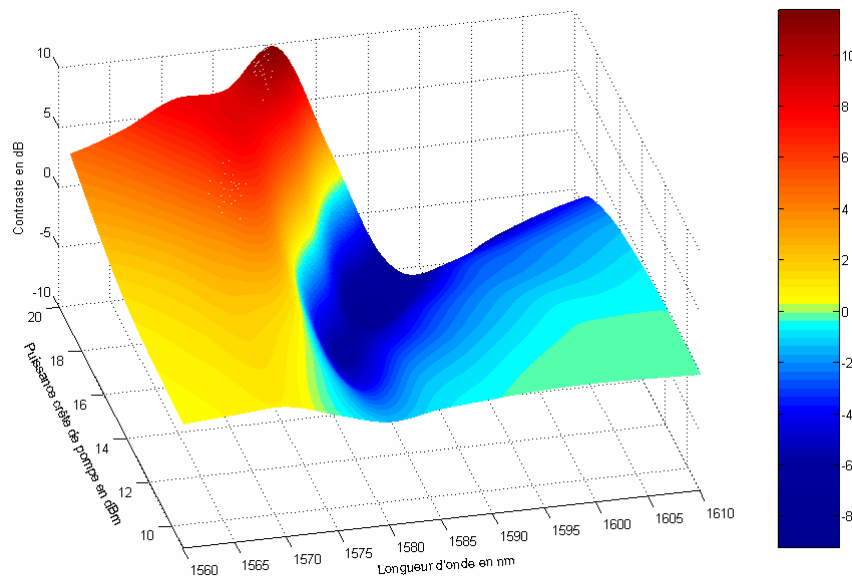


Figure 145. Contraste en fonction de la longueur d'onde à différentes puissances incidentes du signal de pompe avec chauffage en 3D

II.B.4. Conclusion

Cette expérience nous a permis d'observer un grand nombre de phénomènes différents. Le but de cette expérience était au départ d'expliquer l'inflexion du contraste observée à partir d'une certaine puissance moyenne. Nous avons observé les caractéristiques d'un signal de sonde en configuration pompe-sonde dans deux cas bien précis :

- Le signal de pompe est fixé à 1540 nm et est constitué d'impulsions courtes (60 ps) à faible fréquence de répétition (200 MHz)
- Le signal de pompe est fixé à 1540 nm et présente des impulsions longues (2 μ s) à une fréquence de répétition de 200 kHz.

Le signal de sonde est généré par une source accordable en bande C+L entre 1560 nm et 1610 nm autour de la longueur d'onde du minimum de réflectivité du MNL à température ambiante 1570 nm. Autrement dit, on espère observer le contraste du MNL pour une même puissance de crête du signal de pompe avec et sans chauffage du composant.

Toutes les courbes 2D et 3D sont réunies sur une seule page en annexe C et D pour permettre une vision globale des résultats expérimentaux.

La première conclusion est que ce composant présente une sensibilité à polarisation non seulement à l'état bloquant mais aussi à l'état passant.

Quand le MNL est passant et que l'intensité du faisceau incident n'engendre pas d'augmentation de la température, on peut observer la saturation de l'absorption seule. Le minimum de réflectivité augmente et sa longueur d'onde se décale légèrement vers les faibles longueurs d'onde. Dans ce cas, on n'a pas de manifestation de la sensibilité à la polarisation. Vraisemblablement, les deux pics sont superposés et les effets de la saturation de l'absorption semble agir de la même manière. Tant que la puissance du faisceau incident n'augmente pas suffisamment la température du MNL, les pics correspondant à une polarisation selon les plans [110] et [-110] ne se séparent pas en longueur d'onde.

Quand on chauffe le MNL, une séparation du minimum de réflectivité est observée. L'un des pics correspond au spectre d'absorption selon le plan [110] de l'AS et l'autre au spectre d'absorption selon [-110]. La saturation de l'absorption produit des effets différents sur la réflectivité selon que la polarisation est orientée suivant les plans [110] et [-110] du cristal.

Le pic de réflectivité correspondant à l'absorption selon le plan [110] se comporte de la même manière que dans le cas précédent. C'est-à-dire que le niveau minimum de ce pic augmente et sa longueur d'onde se décale vers les faibles longueurs d'onde, du moins avant 19 dBm de puissance de pompe. A 17 dBm, la longueur d'onde du minimum de ce pic est environ 1569 nm. Après 19 dBm de puissance de pompe, ce pic semble être tributaire de l'augmentation de la température et commence à se décaler vers les grandes longueurs d'onde.

Les effets de la saturation de l'absorption sont visiblement moins importants sur le pic de réflectivité correspondant à l'absorption selon [-110]. D'une manière générale, on a bien une augmentation du minimum de réflectivité quand la puissance incidente de pompe augmente, mais cette valeur est très inférieure au cas précédent. Par contre, ce second pic est plus sensible à l'augmentation de température. Il se décale rapidement vers les grandes longueurs d'onde. Ce phénomène est visible même à l'état bloquant : quand la puissance de crête incidente atteint 19 dBm, ce pic est séparé de 5 nm environ de sa position initiale. Rappelons que dans le chapitre précédent, un décalage de 4 nm pour une augmentation de température de 40° à faible niveau de puissance incidente a été observé. Quand le MNL est passant, les pics de réflectivité sont bien séparés : à 17 dBm, le pic de réflectivité se rapportant à l'absorption selon [-110] est à 1585 nm. Ce décalage du pic de réflectivité correspondant au spectre d'absorption selon le plan [-110] entraîne l'apparition d'un contraste négatif vers les grandes longueurs d'onde.

Dans le cas d'un chauffage du composant à faible niveau de puissance, nous avons montré au chapitre 4 que les variations observées sur les spectres de réflectivité sont dues, d'une part au décalage de l'énergie de gap, donc de la courbe d'absorption vers les grandes longueurs d'onde, d'autre part à la baisse du taux de polarisation du composant.

A fortes puissances incidentes, on a, pour chacune des courbes d'absorption, celle selon le plan [110] et celle selon le plan [-110], une compétition entre :

- saturation de l'absorption,
- décalage en longueur d'onde du gap donc de la longueur d'onde du pic excitonique
- et enfin diminution du taux de polarisation.

De plus, les variations d'indice liées à ces effets sur l'absorption engendrent des modifications de la réflectivité de la cavité vide, c'est-à-dire quand on ne prend pas en compte le milieu absorbant. Les considérations précédentes ne concernent que le matériau lui-même. D'autres paramètres sont également à prendre en considération. Certains d'entre eux sont cités dans la suite du paragraphe.

Rappelons que nous sommes en configuration de saturation croisée. De ce fait, l'efficacité du pompage peut être différente autour de la longueur d'onde du pic excitonique ou autour du minimum de réflectivité de la cavité qu'à ces longueurs d'onde elles-mêmes.

Les effets de la polarisation sur l'efficacité du pompage n'ont pas été évalués puisqu'on a considéré jusqu'à maintenant, et c'est également le cas dans la littérature, que la sensibilité à la polarisation n'est plus effective quand le AS à MQW est saturé. De plus, on ne connaît pas non plus avec précision l'influence de la polarisation de la pompe sur les courbes de réflectivité obtenues. Il est également vraisemblable que suivant la décomposition de la polarisation du faisceau par rapport aux axes privilégiés de l'AS, la forme du spectre de réflectivité soit modifiée par rapport à celle obtenue ici. Les deux cas extrêmes sont les cas où la polarisation du faisceau de sonde est rectiligne selon les plans [110] et l'autre [-110] de l'AS.

Un autre point concerne l'augmentation de température apportée par le faisceau de pompe à 1540 nm. Elle n'a pas été chiffrée en fonction de la puissance incidente et on a supposé que la température varie proportionnellement à l'énergie fournie par le faisceau de pompe, donc à la puissance de crête car la durée des impulsions est fixe.

Toutes ces observations nous amènent à la conclusion que l'interprétation de ces effets n'est pas triviale. Pour comprendre globalement les résultats obtenus, il est nécessaire de poursuivre l'étude en observant chaque effet indépendamment des autres quand cela est possible.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons apporter quelques détails supplémentaires à propos des observations concernant cette expérience.

II. C. Evolution des constantes de temps en fonction de la longueur d'onde et de la puissance crête de saturation

Dans ce paragraphe, nous allons étudier la réponse temporelle du MNL dans les différents cas proposés dans l'expérience du paragraphe II. Les constantes de temps qui nous intéressent ne sont pas seulement celles concernant le matériau lui-même, c'est-à-dire le temps de retour à

l'équilibre des porteurs en fonction de la température ou de la puissance de pompe mais aussi celles qui régissent les effets thermiques du matériau.

Dans cette expérience, le signal de pompe est soit un signal à 1540 nm dont les impulsions font 60 ps à une fréquence de 200 MHz, soit un signal présentant des impulsions de 2 μ s à 200 kHz. La réponse du signal de sonde est observée pour une puissance de crête du signal de pompe identique dans les deux cas. Dans la première situation, la température du composant au niveau du spot de focalisation est très supérieure à la seconde. On considère que dans un cas il y a chauffage du composant et pas dans l'autre.

II.C.1. Sans chauffage

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les réponses normalisées du signal de sonde pour quatre valeurs de la puissance de pompe, 11 dBm 15 dBm, 19 dBm et enfin 23 dBm, pour des longueurs d'onde du signal de sonde en 1550 nm et 1590 nm. Ces courbes sont exposées sur la Figure 146.

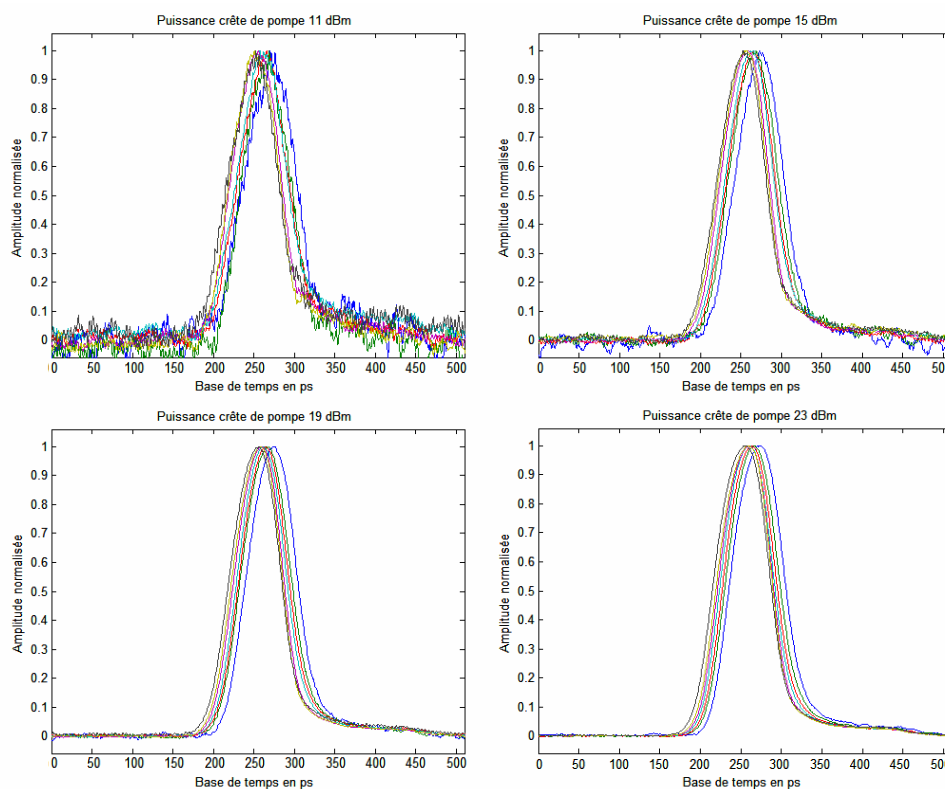


Figure 146. Réponse temporelle du MNL sur le signal de sonde entre 1560 nm et 1590 nm quand la pompe est un signal pulsé 60 ps à 200 MHz à 11, 15, 19 et 23 dBm

Les quatre séries de courbes sont identiques. Quelle que soit la puissance incidente, on a la même réponse temporelle pour chacune des longueurs d'onde. On remarque que la réponse en fonction de la longueur d'onde est légèrement décalée dans le temps, la progression est régulière. La première courbe correspond à 1560 nm et la dernière à 1590 nm. Ce genre de décalage temporel de

la réponse en fonction de la longueur d'onde incidente a également été observé dans des expériences en pompe-sonde à très forte fluence de pompe sur des MNL MQW [57].

Quand pour quatre longueurs d'onde, on représente la réponse temporelle à toutes les valeurs de la puissance de pompe, on obtient les courbes de la Figure 147.

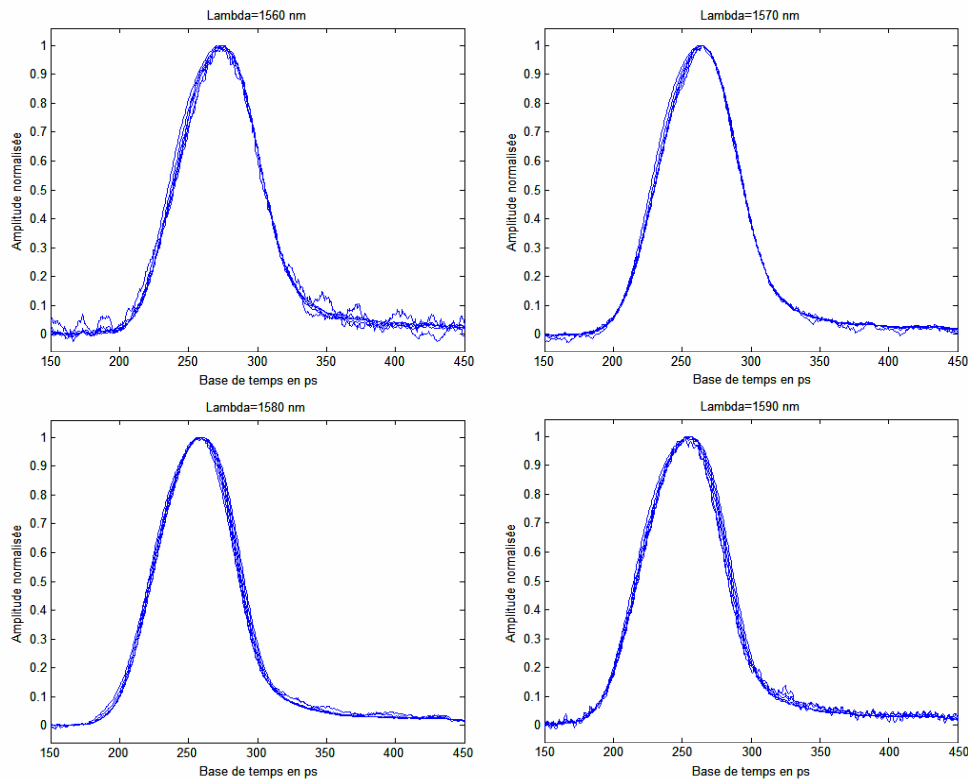


Figure 147. Réponse temporelle du MNL sur le signal de sonde entre 1560 nm et 1590 nm quand la pompe est un signal pulsé de 60 ps à 200 MHz

Ces courbes nous montrent qu'il n'y a pas d'évolution de la réponse temporelle du MNL en fonction de la puissance de pompe quand le composant n'est pas soumis à un chauffage lors de la saturation de l'absorption.

II.C.2. Avec chauffage

Dans le cas où il existe une élévation de température du MNL, nous avons vu que le niveau des '1' pouvait être inférieur à celui des '0' à certaines longueurs d'onde. Il a donc été plus difficile de normaliser les courbes en amplitude afin de comparer leur réponse temporelle. Nous avons donc normaliser les deux catégories de signaux de réponse. Ceux dont le niveau des '1' est supérieur à celui des '0' sont normalisés à '1' et dans le cas contraire, on normalise les réponses à -1. La figure qui suit représente la superposition de tous les signaux de réponse du MNL quelles que soient la longueur d'onde ou la puissance de pompage. On a retiré les courbes intermédiaires pour plus de lisibilité des courbes.

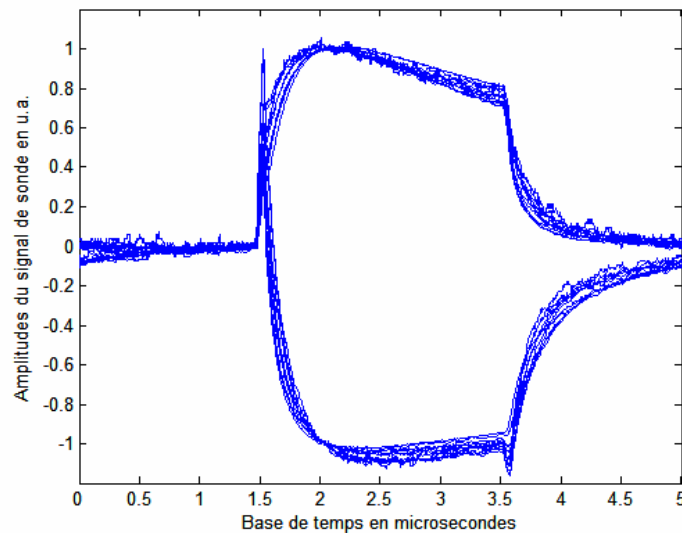


Figure 148. Superposition des courbes de réponse temporelle normalisées à toutes les puissances et les longueurs d'onde d'étude

Nous avons déjà remarqué, au moment de choisir la largeur de l'impulsion du signal de pompe, que le temps nécessaire à la stabilisation de la température moyenne du composant est de l'ordre de 2 microsecondes. C'est pour cette raison que nous avons décidé de fixer cette largeur temporelle d'impulsions. En revanche ce que nous cherchons à connaître est le temps nécessaire au retour du niveau du signal à sa position minimale après le passage de l'impulsion à travers le MNL. Sur la Figure 148, on peut voir qu'entre la fin de l'impulsion et le retour du niveau de puissance au niveau des 0 initial, il s'écoule également 2 μ s. Quand le niveau du signal de réponse est inférieur à celui des '0', la décroissance semble légèrement plus lente que dans l'autre cas. Quelle que soit la puissance du signal de pompe ou la longueur d'onde du signal de sonde, ce temps reste du même ordre de grandeur. Evidemment du fait des constantes de temps dues aux effets de température, il est exclu de visualiser la réponse correspondant au temps de retour à l'équilibre des porteurs après saturation de l'absorption. Sur la courbe suivante, on a représenté un agrandissement des courbes précédentes à la fin de la réponse du signal de sonde à une impulsion de pompe.

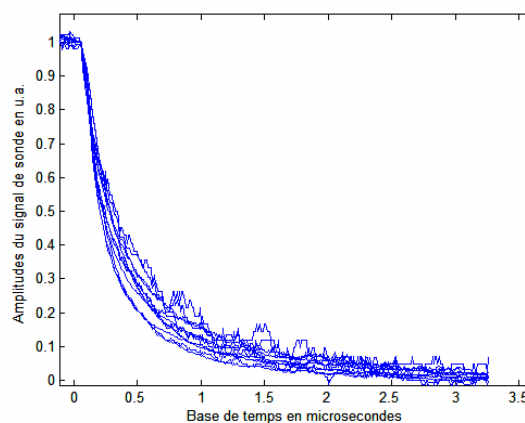


Figure 149. Agrandissement des courbes de réponse du MNL avec effets thermiques

Le temps à $1/e$ du maximum est de l'ordre de 60 ± 8 ns si on prend toutes les courbes en considération. Au début de la décroissance des niveaux, on voit une bonne superposition des courbes. Ce n'est qu'après ces 60 ns que les courbes se séparent. A 70% du maximum d'amplitude, l'écart entre les courbes extrêmes atteint 300 ns. Puis, 2 μ s après la fin de l'impulsion, elles reprennent leur niveau d'origine.

En annexes E et F, nous avons représenté la réflectivité du niveau des '1' au début du passage de l'impulsion dans le MNL, au milieu et enfin à la fin de la réponse du signal de sonde à une impulsion de pompe. Rappelons que tous les résultats précédents correspondent au dernier cas, puisqu'il faut au minimum 2 μ s pour que la température se stabilise complètement, et avec elle, les effets qu'elle engendre sur les caractéristiques du MNL. Ces courbes ne modifient en rien les conclusions précédentes. On visualise le déplacement du pic de réflectivité correspondant à l'absorption selon [-110]. On peut également constater qu'à certaines longueurs d'onde, l'augmentation de la température et la saturation de l'absorption peut entraîner des effets supérieurs à ceux observés quand la température est stabilisée. Ils sont visibles jusqu'au milieu de l'impulsion puis diminuent. Ils correspondent à la légère déformation de la réponse d'amplitude positive visible sur la Figure 148.

III. Discussions et observations

Les effets de la température sur la saturation de l'absorption ne sont pas excessivement bien connus. Ils le sont d'autant moins quand l'AS est inséré dans une cavité Fabry-Perot et nous avons vu qu'un grand nombre de paramètres est à prendre en considération. La référence [69] présente une étude comparative du temps de réponse de semi-conducteurs massifs GaAs irradiés par ions lourds (Au^+) ou ions légers (protons) en fonction de la température (entre 7 et 300K). Dans le premier cas la réponse du composant est quasi-constante en fonction de la température alors que dans l'autre cas, le temps de réponse diminue quand la température baisse.

De plus, la sensibilité du MNL à la polarisation, même à l'état passant, augmente la complexité du problème. Dans ce paragraphe, on se propose de compléter les résultats précédents par des interprétations et des observations concernant les expériences précédentes. A la fin de ce paragraphe, nous montrerons les résultats de simulations de spectres de réflectivité d'un MNL en fonction de l'intensité du pompage.

III. A. Interprétation de la décroissance du contraste à partir d'une puissance moyenne

Le but de l'expérience précédente était d'expliquer la décroissance du contraste des MNL à partir d'une certaine puissance moyenne dans les expériences en configuration pompe-sonde. Dans ces expériences, c'est la montée en débit qui provoque les effets thermiques. Nous allons donc essayer d'en donner très brièvement l'explication en se basant sur des observations faites au cours

de l'expérience en configuration pompe-sonde précédente à une seule longueur d'onde 1575 nm. Sur la Figure 150, nous avons tracé les courbes de réponse du signal de sonde pour plusieurs valeurs de la puissance incidente du signal de pompe en fonction du temps. Les courbes sont numérotées de 1 à 7 par ordre croissant de la puissance de pompe.

La première observation est que le niveau des '0' diminue avec une augmentation de la puissance incidente, des effets thermiques sont présents. Quand une impulsion traverse le MNL, la puissance des '1' du signal de pompe sature l'absorption et entraîne ainsi une augmentation du niveau de puissance du signal de sonde par rapport au niveau des '0'. Plus on augmente la puissance du signal de pompe et plus la réflectivité du MNL augmente mais aussi plus le minimum de cette courbe se déplace vers les faibles longueurs. Ceci a pour conséquence d'augmenter encore la réflectivité du MNL à 1575 nm. Le contraste augmente alors avec la puissance comme les courbes de 1 à 6.

Quand la puissance de pompe engendre une trop grande élévation de température, le minimum de réflectivité autour de 1575 nm, comme on l'a vu, cesse sa progression vers les basses longueurs d'onde et commence à se décaler vers les grandes longueurs d'onde. De ce fait, la réflectivité diminue puisque le minimum repasse par 1575 nm, comme illustré par la courbe 7.

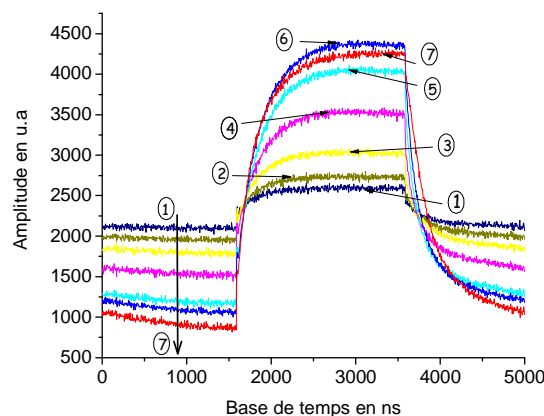


Figure 150. Réponse temporelle du signal de sonde du MNL de 61 puits en fonction de la puissance de pompe incidente

A partir d'une certaine valeur de puissance de pompe, la contribution des '0' au contraste est inférieure à la diminution du niveau des '1'. Le contraste commence alors à diminuer.

Ces observations sont uniquement valables quand la longueur d'onde du signal de sonde est celle du minimum de réflectivité à température ambiante ou légèrement inférieure. De plus, l'énergie de gap évolue en fonction de la température jusqu'à une valeur limite qui n'a pas encore été déterminée pour ce composant. Vraisemblablement, la diminution du niveau des '0' stagne ou augmente à partir d'une certaine valeur de puissance.

Notons que la diminution du contraste est apparue à partir de 14 dBm de puissance moyenne de pompe dans le cas des expériences en pompe-sonde du chapitre 3 concernant le MNL de 61 puits quantiques. Cette valeur pour les caractéristiques du signal de pompe (largeur temporelle des

impulsions de 60 ps et fréquence de 200 MHz) correspond à une puissance crête de pompe de 33 dBm. Il est donc tout à fait justifié de ne pas avoir observé ces effets sur les spectres du contraste relatifs à l'expérience 'sans chauffage' du composant. Par contre, dans l'autre cas, l'interprétation donnée dans ce paragraphe peut s'appliquer autour de 1575 nm. En effet, pour une valeur de la puissance de crête du signal de pompe de 19 dBm, le pic de réflectivité correspondant à la courbe d'absorption selon le plan [110] amorce une dérive vers les grandes longueurs d'onde. Cette valeur correspond à 15 dBm de puissance moyenne, c'est-à-dire la même puissance moyenne que les expériences précédentes à 1 dB près.

III. B. Evolution de la longueur d'onde des pics de réflectivité avec et sans chauffage quand le MNL est passant

La première observation concerne la longueur d'onde des minima de réflectivité. Comme on le voit sur les figures qui suivent (Figure 151 et Figure 152), les variations de la longueur d'onde en fonction de la puissance de pompe incidente sont différentes selon qu'on les représente en échelle linéaire ou logarithmique.

La longueur d'onde du minimum de réflectivité quand il n'y a pas d'effets thermiques semble avoir des variations linéaires en fonction de la puissance exprimée en décibels, sur cette plage d'étude. C'est aussi le cas de la composante selon [110] quand le composant subit un chauffage et quand la puissance est inférieure à 17 dBm environ.

En ce qui concerne l'autre composante de la réflectivité, elle donne l'impression d'une dépendance linéaire avec la puissance exprimée en échelle linéaire après 15 mW de puissance crête incidente de pompe (quand les deux pics sont bien séparés).

Ces observations sont à confirmer par des études des propriétés du composant en fonction de la polarisation et de la température du composant.

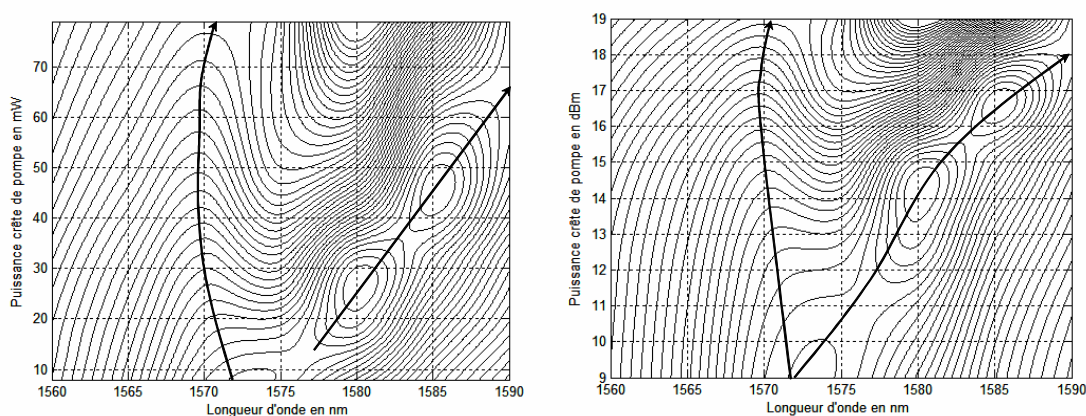


Figure 151. Evolution de la longueur d'onde des pics de réflectivité en fonction de la puissance en échelle linéaire à gauche et en échelle logarithmique à droite avec effets thermiques

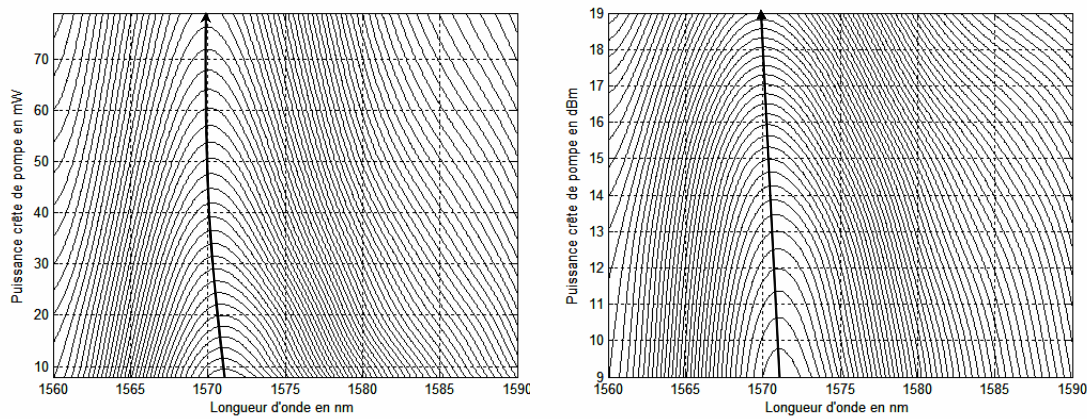


Figure 152. Evolution de la longueur d'onde du pic de réflectivité en fonction de la puissance en échelle linéaire à gauche et en échelle logarithmique à droite sans effets thermiques

III. C. Autres observations

Dans les mêmes conditions que l'expérience précédente et au même point de focalisation sur le MNL, nous avons utilisé pour le signal de sonde une source large en bande L pour observer la réflectivité du miroir plutôt que de balayer une sonde en longueur d'onde. Les courbes qui suivent représentent la réponse du MNL à des impulsions de $2\ \mu\text{s}$ à $200\ \text{kHz}$ de puissance crête identique à celles de l'expérience précédente. Elles ont été obtenues grâce à un analyseur de spectre de fenêtre d'observation, $1550\text{-}1630\ \text{nm}$ à une fréquence de balayage fixée à $10\ \text{Hz}$. Ces courbes sont donc une réponse du MNL moyennée en temps. Les effets rapides, la saturation de l'absorption et les effets thermiques, plus lents, sont donc indiscernables. Ces spectres permettent simplement de visualiser le décalage en longueur d'onde approximatif de la réflectivité du MNL quand il est soumis à une augmentation de température correspondant à une augmentation de puissance incidente de $10\ \text{dB}$.

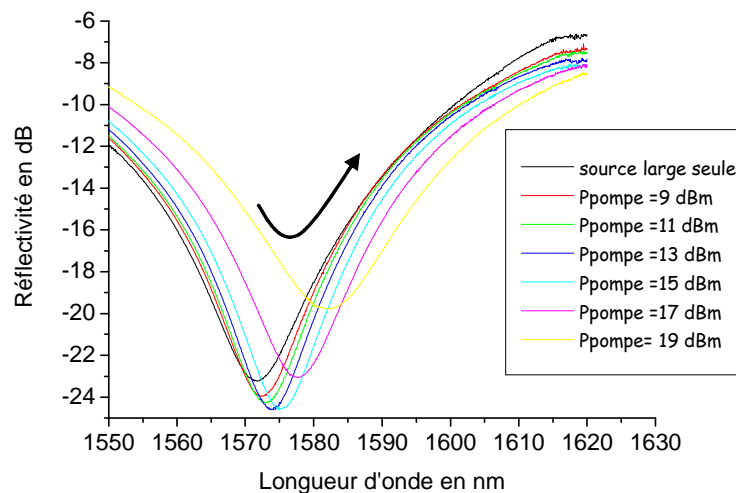


Figure 153. Spectres de réflectivité obtenus par source large quand on sature le MNL avec des impulsions longues

Quand les effets rapides et les effets lents sont moyennés en temps, les variations rapides de l'amplitude sont lissées. De ce fait, la courbe ne présente plus qu'un seul pic qui se décale vers les grandes longueurs d'onde montrant ainsi les effets thermiques. Les variations sont très peu différentes de celles observées sur la courbe de réflectivité des '1' selon l'absorption correspondant au plan [-110] dans le cas d'un chauffage du composant.

III. D. Simulations de la saturation de l'absorption d'un MNL

Dans ce paragraphe, nous allons montrer les résultats de simulations de la réflectivité d'un MNL de 61 puits quantiques. Ces simulations ont été réalisées à partir de spectres d'absorption obtenus par simulation au laboratoire LENS de l'INSA de Rennes. Ces spectres de saturation de l'absorption de MQW prennent en compte plusieurs facteurs tels que la renormalisation du gap ou l'élargissement dû aux collisions porteurs/porteurs et porteurs/phonons et bien entendu l'écrantage du potentiel coulombien, c'est-à-dire la diminution de l'attraction coulombienne des excitons due au pompage optique. Ces courbes d'absorption en fonction de la longueur d'onde sont représentées sur la Figure 154 (courbes du graphe de gauche) pour plusieurs concentrations de photons de 0 à $1.10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Les variations de l'indice correspondant à celles de la courbes d'absorption sont obtenues par la relation de Kramers-Krönig. Elles sont représentées sur le graphe de droite.

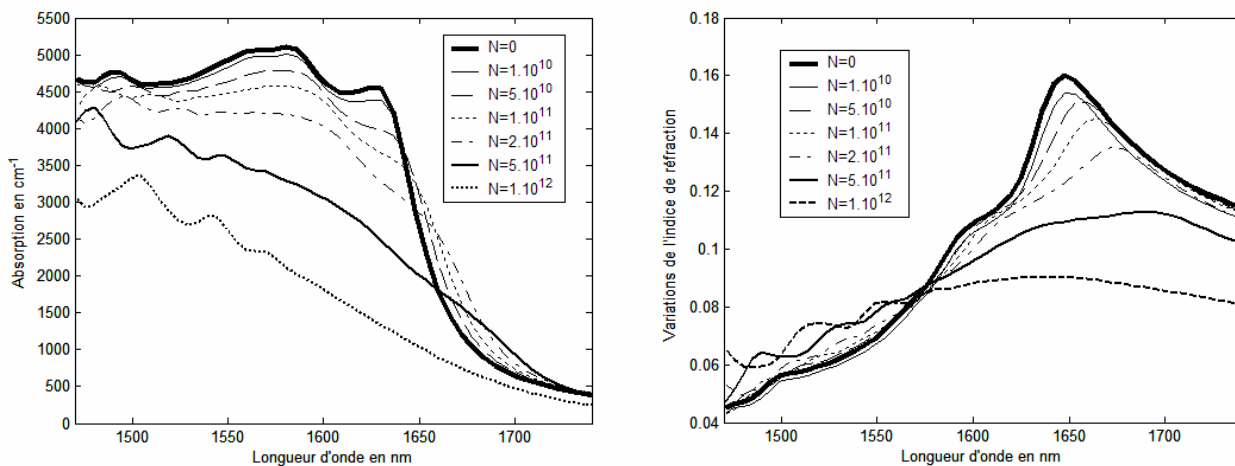


Figure 154. Spectres d'absorption et variation d'indice pour plusieurs valeurs du nombre de photons de pompage (d'après données le LENS de l'INSA de Rennes)

Des spectres de réflectivité du MNL ont été obtenues en simulant une cavité Fabry-Perot asymétrique dans laquelle le milieu absorbant d'indice n suit les variations précédentes en fonction de la longueur d'onde et du nombre de photons de pompage. On a imposé un décalage de 70 nm environ des spectres simulés à l'INSA afin de faire correspondre la longueur d'onde de transition à celle observée sur les spectres d'absorption expérimentaux utilisés dans les simulations du chapitre 4.

Les paramètres de la cavité sont les caractéristiques géométriques du composant et les indices de réfraction sont pour le miroir arrière 98% et pour le miroir avant 27%. Les courbes de réflectivité obtenues sont représentées sur la Figure 155.

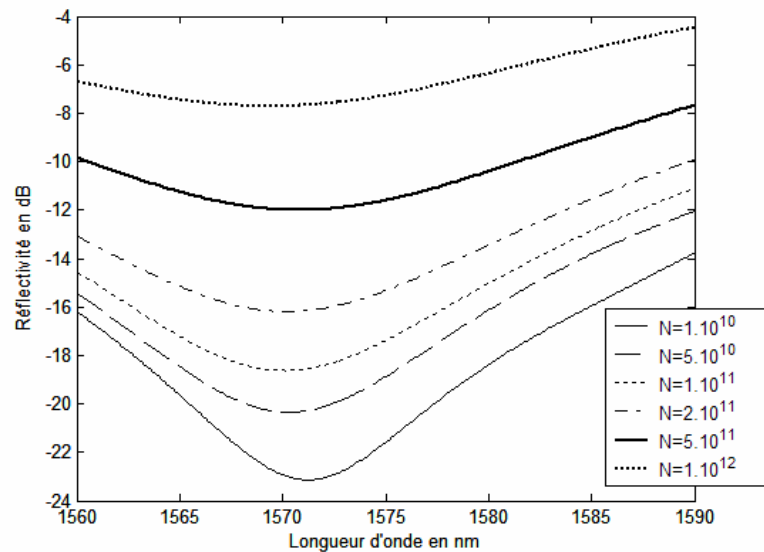


Figure 155. Spectres de réflectivité simulés du MNL de 61 MQW en fonction de la concentration de photons de pompage (pertes d'insertion considérées 2 dB)

On remarque que les spectres de réflectivité simulés présentent les mêmes variations que les spectres obtenus en saturation croisée sans chauffage (Figure 156). Le minimum de réflectivité se décale vers les faibles longueurs d'onde et sa valeur augmente avec l'augmentation du pompage.

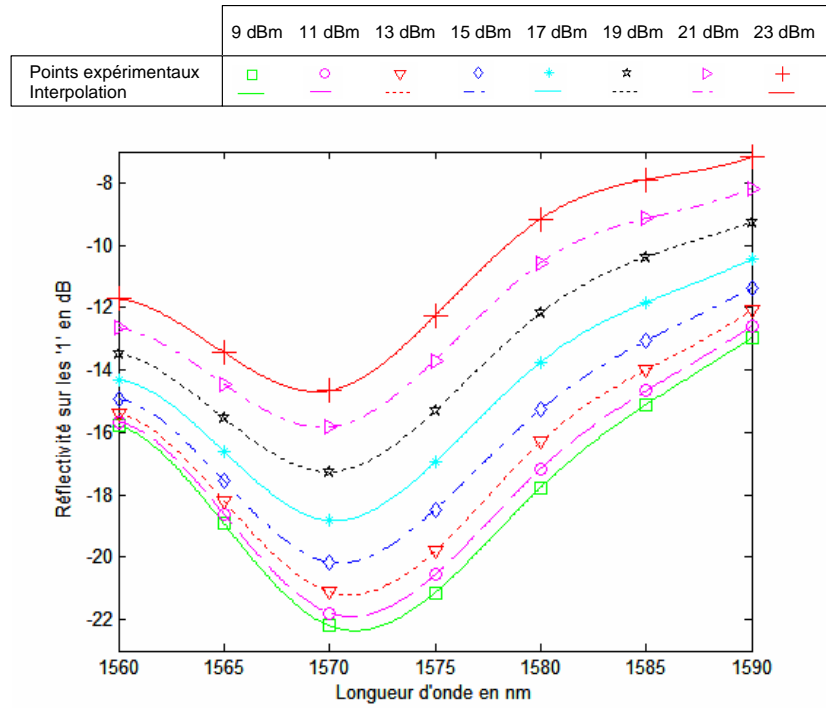


Figure 156. Spectres de réflectivité expérimentaux en fonction de la puissance de pompe incidente

Le spectre expérimental à 17 dBm de puissance crête incidente se rapproche qualitativement et quantitativement du cas simulé où le nombre de photons incidents est 1.10^{11} .

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons observé plusieurs évolutions importantes des caractéristiques du MNL.

Tout d'abord, nous avons pu confirmer qu'une augmentation de la température modifie les caractéristiques du MNL à base de MQW. En configuration pompe-sonde, le contraste n'est pas seulement fonction de la longueur d'onde et de la puissance crête incidente sur le MNL à l'instar du contraste en auto-saturation, mais aussi de la fréquence puisque le couple, puissance incidente importante et fréquence élevée, provoque une augmentation de la température du composant au niveau du point de focalisation.

Les effets d'une élévation de température sont visibles sur la réflectivité du MNL aussi bien à faible niveau de puissance qu'à fort niveau de puissance. L'évolution de la réflectivité du miroir à faible niveau de puissance est due aux variations des conditions d'accord de phase de la cavité. Le spectre d'absorption en se décalant vers les grandes longueurs d'onde modifie les paramètres à l'intérieur de la cavité Fabry-Perot asymétrique : l'indice et la valeur de l'absorption.

Quand on sature l'absorption des MQW, le pic de réflectivité de la résonance de la cavité se décale lentement vers les faibles longueurs d'onde. Ce décalage en longueur d'onde est associé à une diminution de l'amplitude du spectre de réflectivité et à une hausse importante de la valeur de son minimum. Ce phénomène entraîne autour de la longueur d'onde de la résonance de la cavité à température ambiante, une augmentation du contraste qui est fonction de la puissance de crête incidente de pompage. Ceci se produit jusqu'à ce que la puissance de pompage atteigne une certaine puissance moyenne. Au-dessus de cette puissance, des effets dus à l'augmentation de la température du point de focalisation deviennent visibles sur le spectre de réflectivité. Le minimum de réflectivité de ce spectre dérive vers les grandes longueurs d'onde. En repassant à la longueur d'onde du minimum de la cavité à température ambiante, une décroissance du contraste s'amorce. On peut sans aucun doute penser que le décalage du spectre de réflectivité atteint une limite fixée par le matériau. En effet, l'énergie de la transition ne peut pas indéfiniment évoluer en fonction de la température. Il en va de même pour la saturation de l'absorption. De plus, même si le matériau semi-conducteur supporte des températures très élevées sans dommages, les colles utilisés pour fixer les structures sur des supports rigides (plaque de silicium) ne le peuvent souvent pas. Au-dessus de 19.5 dBm de puissance moyenne incidente sur le MNL de 61 puits, on endommage le composant. Ces observations sont également vraisemblablement valables dans le cas de l'auto-saturation quand la puissance moyenne est suffisamment importante pour provoquer des effets thermiques. On peut alors supposer que le contraste en auto-saturation peut également être fonction de la fréquence quand celle-ci provoque une augmentation de température.

L'autre point important de ce chapitre est l'observation d'un dichroïsme d'absorption à forte puissance incidente.

Il est généralement admis que quand la saturation de l'absorption excitonique s'amorce, la sensibilité à la polarisation du matériau MQW disparaît. Nous avons pu constater dans le chapitre précédent qu'à faible niveau de puissance, la sensibilité à la polarisation du MNL est importante. Elle génère une PDL de l'ordre de 11 dB autour du minimum de réflectivité de la cavité. Cette valeur diminue avec une augmentation de la température. Cependant, nous avons également observé que la réflectivité selon le plan $[-110]$ a tendance à dériver rapidement vers les grandes longueurs d'onde quand la température augmente alors que la réflectivité selon le plan $[110]$ se décale très peu. Des simulations numériques nous ont permis de visualiser que ces variations sont dues à la baisse du taux de polarisation et à une augmentation de l'énergie de gap du matériau. On n'a cependant pas réellement expliqué la grande différence observée entre les deux évolutions en longueur d'onde.

Dans ce chapitre, nous avons vu que quand le faisceau incident n'est pas polarisé, les composantes de la polarisation du signal suivant les plans $[110]$ et $[-110]$ du cristal rencontrent une absorption différente quand la température du MNL est élevée. Ceci se traduit par une séparation des deux pics de réflectivité correspondant aux deux courbes d'absorption, à faible comme à fort niveau de puissance. Le pic se rapportant au plan $[110]$ semble subir plus fortement la saturation de l'absorption que celui selon le plan $[-110]$. Par contre, les effets d'une augmentation de la température qui se traduisent principalement par un décalage des pics de réflectivité en longueur d'onde affecte plus rapidement ce dernier. Tout se passe comme si les deux spectres d'absorption ne se décalaient pas à la même vitesse en fonction de la température. Pour expliquer ces faits, on peut proposer plusieurs hypothèses qui ont toutes trait aux propriétés des MQW à semi-conducteurs. On peut envisager par exemple, que :

- Les énergies de gap selon les directions $[110]$ et $[-110]$ du cristal sont indépendantes et montrent une dépendance différente à la température.
- L'énergie de liaison des excitons est différente selon les plans $[110]$ et $[-110]$ et évolue différemment en fonction de la température. L'énergie de liaison selon le plan $[-110]$ diminue très vite avec une augmentation de température alors que celle selon le plan $[110]$ varie peu. Ceci provoque un décalage entre le pic d'absorption excitonique présent sur le spectre d'absorption selon $[110]$ et celui selon $[-110]$ qui est fonction de la température.
- La largeur de raie de l'exciton est différente selon les deux plans et évoluent différemment en fonction de la température.

On peut également envisager une combinaison de ces phénomènes.

Toutes ces propositions ne sont évidemment que des hypothèses et seules des études approfondies du matériau semi-conducteur à MQW pourraient fournir l'interprétation des effets de la température sur la sensibilité à la polarisation du matériau.

De plus, l'insertion des MQW dans la cavité ne facilite pas l'interprétation de chacun des phénomènes engendrés par une augmentation de la température.

Dans ce chapitre, nous avons également étudié les temps de réponse du MNL en configuration de saturation croisée. Tant que la puissance incidente de pompage n'est pas trop élevée, c'est-à-dire tant qu'il n'y a pas d'apparition d'effets thermiques, le temps de retour à l'équilibre des porteurs ne varie pas ou très peu en fonction de la température. Le maximum de réponse du signal de sonde est légèrement décalé en temps en fonction de la longueur d'onde, sans pour autant provoquer d'asymétrie sur l'impulsion. Quand des effets thermiques sont présents, la réponse rapide du composant est complètement masquée par le retour à l'équilibre de la température après le passage d'une impulsion. Le temps nécessaire au retour à l'équilibre des caractéristiques initiales de ce composant est 2 μ s quelles que soient la longueur d'onde et la puissance incidente sur le MNL. De même, la stabilisation des caractéristiques en réponse à une augmentation de température quelle que soit sa valeur est de l'ordre de 2 μ s.

Les effets d'une augmentation de la température sur les performances d'un MNL à base de MQW ont jusque là été très peu étudiés. Pourtant, ce chapitre nous a permis de constater qu'ils peuvent fortement modifier les caractéristiques du composant, tant au niveau du contraste qu'au niveau de la réponse temporelle. Il est vraisemblable que ces effets soient variables suivant de nombreux paramètres entre autres ceux qui régissent la sensibilité à la polarisation (le type de semi-conducteur, la largeur des puits quantiques, ...). D'après ces résultats, il est évident que ces structures ne peuvent être utilisées en tant que régénérateurs dans des systèmes de transmission à hauts débits qu'à la condition que les paramètres du faisceau incident n'engendrent pas d'augmentation de la température. On voit donc ici l'importance de diminuer la puissance nécessaire à la commutation des MNL. La sensibilité à la polarisation à fort niveau de puissance ne pose pas de problème particulier tant que la température n'augmente pas au point de provoquer un décalage de la réflectivité vers les grandes longueurs d'onde. Nous avons pu vérifier dans le cas de ce composant en saturation croisée que, sans effets thermiques, le contraste est supérieur à 5 dB sur une plage de 15 nm à 19 dBm de puissance crête de pompe.

Dans le dernier chapitre, nous allons présenter les résultats issus des premières expériences en configuration système à 10 Gbit/s obtenus avec ce MNL utilisé en tant que régénérateur tout optique.

CHAPITRE 6

Chapitre 6 : Mesures préliminaires système à 10Gbit/s

Les régénérateurs 2R ont pour but de remettre en forme et de ré-amplifier un signal détérioré après propagation dans plusieurs dizaines de kilomètres de fibre optique. En laboratoire, l'appareillage permettant de simuler la propagation d'un signal haut débit sur de longues distances est constitué d'un bloc d'émission, d'un bloc de réception et d'une boucle à recirculation. Les multiples passages d'un signal dans cette boucle permettent d'étudier l'évolution de ses caractéristiques au cours de la propagation dans la fibre optique. Cet outil est indispensable pour évaluer les performances d'un régénérateur dans une configuration système. Dans ce chapitre, nous allons décrire les différents blocs de la boucle à recirculation présente au laboratoire. Puis après avoir vérifié le « nettoyage des zéros » d'un signal PRBS (Pseudo-Random Binary Sequences) à 10 Gbit/s grâce à un MNL, nous étudierons les performances d'un régénérateur 2R constitué de ce même MNL en auto-saturation associé à un amplificateur à fibre dopée Erbium et un filtre en longueur d'onde dans une configuration système à 10 Gbit/s dans une boucle à recirculation de 91 km. Nous nous intéresserons plus particulièrement au TEB (taux d'erreurs binaires) et aux pénalités engendrées par le composant qui caractérise l'amélioration des performances de la transmission. Notons que toutes les expériences qui suivent sont réalisées en auto-saturation pour limiter les problèmes liés aux effets thermiques.

I. « Nettoyage des zéros » d'un signal PRBS RZ à 10 Gbit/s

Avant de décrire l'expérience réalisée afin de vérifier l'amélioration du taux d'extinction d'un signal à travers un MNL à base d'AS, il est utile de donner les conditions que doivent remplir le signal incident afin de bénéficier d'une quelconque amélioration.

I. A. Remarques préliminaires sur l'amélioration du taux d'extinction d'un signal

Pour qu'il y ait effectivement amélioration du taux d'extinction d'un signal, il faut que les niveaux de puissance des symboles remplissent des conditions particulières par rapport à la courbe de transmission d'un AS. Les considérations qui suivent, sont décrites à partir d'une simple impulsion RZ en configuration d'auto-saturation mais on peut aisément faire l'analogie avec un signal de pompe dans une configuration en saturation croisée. Quand on parle de transmission, il s'agit de la fonction de transmission du miroir non-linéaire (donc de la puissance réfléchiée) toutefois les remarques pourraient tout aussi bien convenir à un AS en transmission.

I.A.1. Cas où il existe une amélioration du taux d'extinction d'un signal

Le cas idéal est présenté sur la Figure 157.

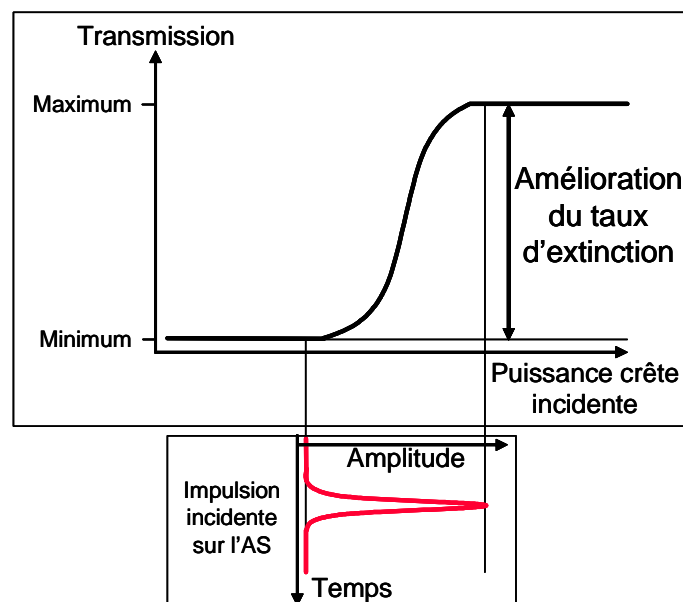


Figure 157. Cas idéal d'amélioration du taux d'extinction d'un signal

Le niveau de puissance des '0' de l'impulsion incidente sur l'AS ne permet pas la saturation de l'absorption et le niveau de puissance des '1' sature complètement l'absorption. En sortie de l'AS, le signal présente un taux d'extinction amélioré d'un facteur qui ne dépend que des caractéristiques de

l'AS, le contraste on/off maximum. Dans ce cas, les faibles fluctuations de puissance sur les symboles n'engendrent pas de variations du coefficient de transmission de l'AS. Cependant, on n'a pas de remise en forme totale du signal. En effet, les fluctuations présentent sur les '1' ne vont pas être lissées. On a donc un « nettoyage des zéros » plutôt qu'une remise en forme totale du signal.

En général, la pente de la courbe de transmission n'est pas suffisamment raide et le signal à remettre en forme ne présente pas un taux d'extinction supérieur à la transition entre les deux plateaux de la courbe de transmission pour permettre une amélioration optimale du taux d'extinction du signal incident. On rencontre le plus souvent le cas de la Figure 158 qui suit :

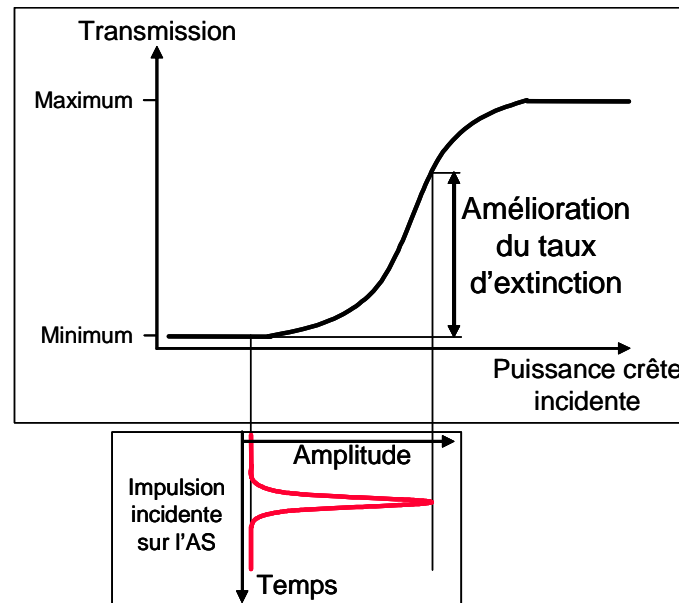


Figure 158. Cas réel d'amélioration du taux d'extinction d'un signal

Ici, le niveau de puissance des '0' ne déclenche toujours pas les effets non-linéaires de l'AS et celui des '1' ne sature pas complètement l'absorption. On peut noter que s'il existe de légères fluctuations de niveau de puissance des '1', elles ne sont pas lissées et peuvent même être légèrement amplifiées suivant le point de fonctionnement. L'amélioration du taux d'extinction du signal est fonction de la puissance crête des '1' et on a toujours un « nettoyage des '0' ».

I.A.2. Cas défavorables

On peut dire qu'il existe un cas défavorable et dans deux autres configurations, on n'a pas du tout d'amélioration du taux d'extinction. Le premier cas se présente quand le niveau de puissance des '0' se situe au-dessus de la puissance de seuil de l'AS comme le montre la Figure 159.

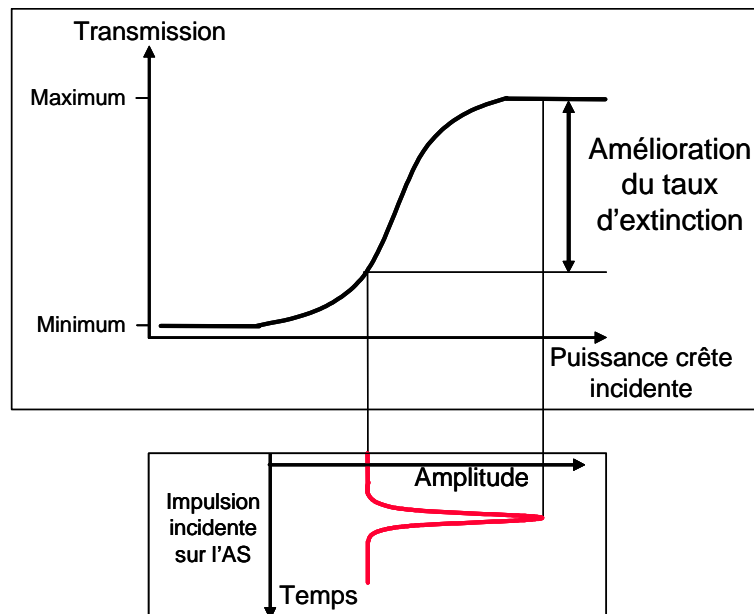


Figure 159. Cas défavorable

On a effectivement une différence de transmission entre les symboles, donc une amélioration du taux d'extinction possible du signal. Cependant, en sortie de l'AS, le niveau de puissance des '0' n'est pas le plus faible possible et les fluctuations sur ce niveau peuvent être amplifiées (de même pour les '1', si leur niveau de puissance ne se situe pas sur le plateau de transmission maximale). Un tel signal peut poser plusieurs problèmes, notamment engendrer des erreurs de détection ou augmenter la puissance disponible dans une ligne de transmission.

Il peut se présenter deux autres cas défavorables où il n'existe alors aucune amélioration du taux d'extinction du signal. Ceci se produit quand les niveaux des symboles '0' et '1' saturent complètement l'absorption (cas A de la Figure 160) ou quand ils sont inférieurs au niveau de déclenchement des effets non-linéaires (cas B de la Figure 160). Dans le premier cas, le miroir devient un miroir linéaire et dans le second un atténuateur. En effet, le rapport exprimé en échelle logarithmique entre la transmission des '1' et des '0' est égal à 0. D'après les définitions du chapitre 3 (p. 85), on a donc un taux d'extinction du signal avant et après passage à travers l'absorbant qui reste inchangé.

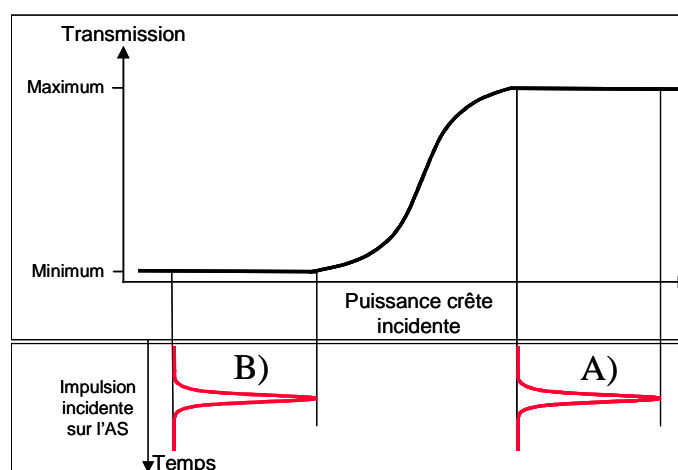


Figure 160. Cas où il n'existe pas d'amélioration du taux d'extinction du signal

On voit dans ce paragraphe que même si l'AS présente de bonnes caractéristiques potentielles pour une utilisation en tant que régénérateur tout optique, c'est-à-dire :

- une longueur d'onde où se produisent les effets non-linéaires autour de $1,55 \mu\text{m}$,
- une puissance de seuil de l'ordre des puissances utilisées dans les systèmes de transmission en ligne,
- un temps de retour à l'équilibre des porteurs 2.5 fois inférieur au temps bit,
- un contraste suffisant pour permettre une amélioration du taux d'extinction significative du signal (autour de 5 dB pour une configuration en auto-saturation),

il est nécessaire que le signal de pompe réponde à certaines conditions sur les niveaux de puissance des symboles pour espérer une remise en forme, même partielle, du signal.

I. B. .Description de l'expérience

Dans cette expérience, nous allons vérifier qu'après un passage dans l'AS il y a amélioration du contraste ou du taux d'extinction d'un signal PRBS RZ à 10 Gbit/s présentant un niveau moyen de puissance optique sur les '0' d'amplitude égale à 15% de la puissance crête des '1'. Ceci est équivalent à un taux d'extinction de 8.25 dB environ. Ce signal optique est représenté sur la Figure 161.

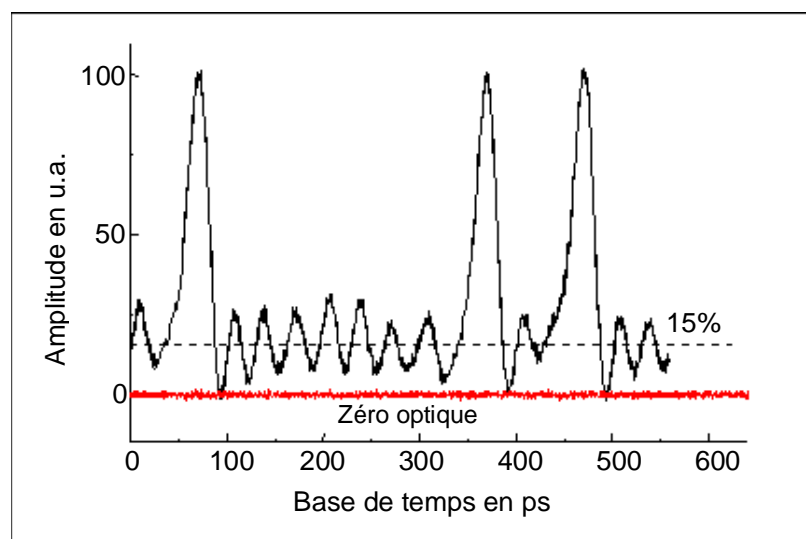


Figure 161. Amplitude du signal incident sur le MNL, les '0' représentent 15% de l'amplitude des '1'

Ce signal à la longueur d'onde de 1554 nm arrive en incidence normale sur un MNL et est observé grâce à une photodiode de bande passante 34 GHz et un oscilloscope de bande passante 50 GHz. La largeur à mi-hauteur des impulsions est 40 ps. On visualise simultanément le signal en entrée et en sortie du MNL à différentes valeurs de la puissance crête sur les '1', en s'assurant que le taux d'extinction du signal reste constant.

I. C. Résultats expérimentaux

La courbe qui suit représente l'amélioration du contraste ou du taux d'extinction du signal à 1554 nm en fonction de la puissance crête des '1' (Figure 162).

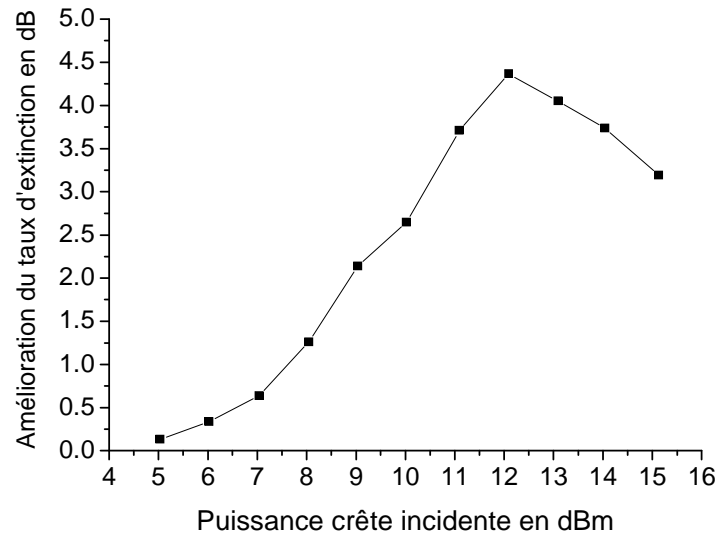


Figure 162. Amélioration du taux d'extinction en dB en fonction de la puissance incidente crête en dBm

Avant 4 dBm de puissance crête du signal incident, on n'a pas d'amélioration nette du taux d'extinction du signal. En effet, la puissance est insuffisante pour saturer l'absorption et donc déclencher les effets non-linéaires. Avant cette valeur de puissance, le miroir est bloquant.

A partir de 5 dBm de puissance crête, on voit apparaître une amélioration du taux d'extinction du signal. Ici, la puissance crête des '1' commence à saturer l'absorption tandis que celle des '0' reste sous la puissance de déclenchement des effets non-linéaires du MNL. Le taux d'extinction du signal en sortie du MNL augmente jusqu'à 12.3 dBm de puissance crête du signal incident, où l'amélioration est d'environ 4.5 dB par rapport au taux d'extinction du signal incident. Sur la figure suivante (Figure 163), on peut voir l'amplitude linéaire du signal normalisée en entrée et en sortie du MNL pour une puissance crête des '1' de 12.3 dBm. En entrée, le niveau moyen des '0' représente 15% de la valeur de la puissance crête des '1' alors qu'en sortie cette proportion passe à 5.4% environ.

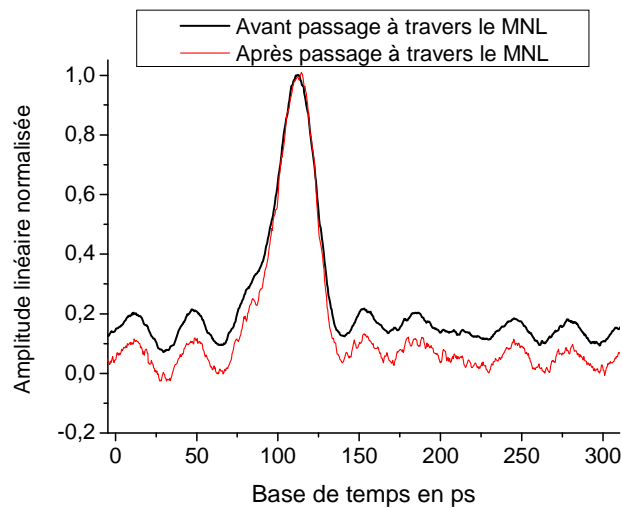


Figure 163. Amplitudes du signal avant et après passage à travers le MNL

Au-dessus de 12.3 dBm de puissance crête, on remarque que l'amélioration du taux d'extinction ou le contraste commence à diminuer. En effet, le taux d'extinction du signal incident étant à l'origine de 8.25 dB le niveau des '0' de 4 dBm environ commence à déclencher les effets non-linéaires du miroir. La réflectivité du miroir pour un niveau de puissance correspondant aux '0' augmente et on se trouve dans le cas défavorable présenté à la Figure 159.

A partir d'une certaine puissance de crête du signal, la réflectivité sur les '1' va stagner, on aura alors atteint la saturation complète de l'absorption. Plus on augmente la puissance et plus la différence de réflectivité sur les '1' et sur les '0' diminue. Cette différence devient nulle quand le niveau de puissance des '0' sature complètement l'absorption. Le miroir devient équivalent à un miroir classique. On a aucune amélioration du taux d'extinction puisque le facteur de transmission des '1' est le même que celui des '0'. On arrive ici au cas limite A de la Figure 160.

I. D. Conclusion et remarques

Nous voyons par cette expérience que l'amélioration du contraste est non seulement dépendante des caractéristiques du composant mais aussi de celles du signal incident. En effet, un signal de taux d'extinction T pourra au mieux bénéficier d'une valeur du contraste correspondant à la puissance de seuil plus T . C'est pour cette raison qu'ici on n'observe une amélioration de 4.5 dB et non la valeur du contraste on/off du composant (environ 13 dB).

Quand la puissance de crête du signal incidente est supérieure à $P_{\text{seuil}} + T$, le niveau élevé de puissance sur les '0' en sortie du MNL peut provoquer des erreurs de décision au niveau du récepteur. Ceci est illustré sur la Figure 164. Au bout de dizaines de kilomètres de propagation dans une fibre, le signal est atténué et il devient difficile de décider si le symbole transmis est un '1' ou un '0' par rapport au seuil de décision. Si l'amplificateur présente un niveau d'ESA trop élevé ou si le signal a accumulé trop de bruit au cours des précédentes transformations, le niveau des '0' du signal

va dépasser le seuil de saturation du MNL après amplification (on est dans le CAS 2 du schéma de la Figure 164). En sortie du MNL, le seuil de décision de la réception ne variant pas, on aura également tendance à confondre les '1' et les '0'. Ceci entraîne naturellement des erreurs de détection. Dans le CAS 1 de la figure, on se trouve dans les conditions adéquates des niveaux de puissance sur les symboles par rapport au seuil du MNL. On bénéficie de l'amélioration de contraste et les '0' sont nettoyés. En sortie du MNL, on n'a pas de difficulté à déterminer la valeur du bit transmis.

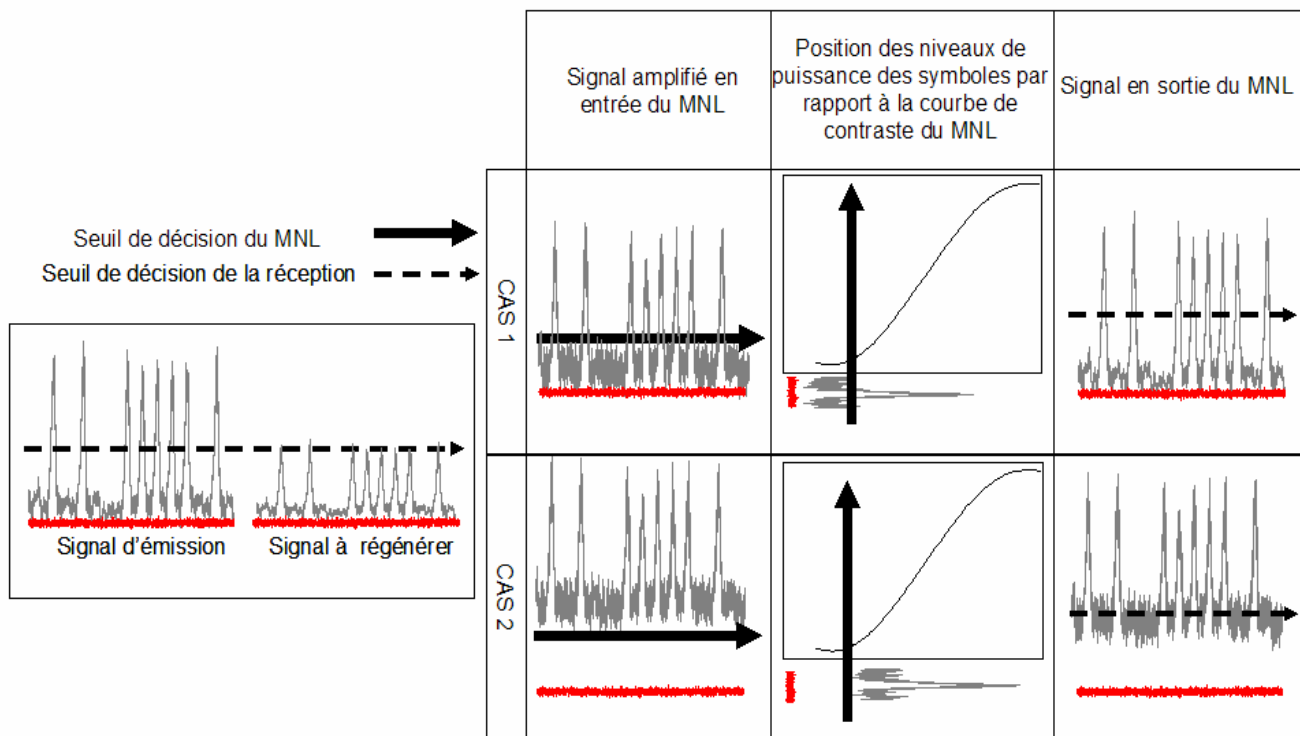


Figure 164. Schéma récapitulatif

On a effectivement une amélioration du taux d'extinction et de la qualité de la transmission tant que le niveau de puissance des '0' reste inférieur à la puissance de seuil du déclenchement des effets non-linéaires. Le taux d'extinction du signal en entrée du MNL est donc un paramètre expérimental supplémentaire à déterminer pour obtenir des résultats performants lors d'essais en configuration système.

II. Régénération d'un signal PRBS RZ à 10 Gbit/s en configuration système

Dans ce dernier paragraphe, nous allons donner les résultats préliminaires des expériences en boucle à recirculation menées au laboratoire d'optronique de l'ENSSAT avec la collaboration de Mathilde Gay et Laurent Bramerie. En effet, ces résultats ont été obtenus au tout début de la mise au point de la boucle à recirculation, autant dire que les paramètres tels que la longueur de fibre, la longueur d'onde, la puissance dans la boucle ou la dispersion par exemple, n'étaient pas optimisés. Nous n'avons donc pas fait d'étude poussée des performances du MNL de 61 puits quantiques InGaAs/InP dopés au fer afin de diminuer le temps de retour à l'équilibre à 10 ps en fonction de tous

les paramètres décrits et étudiés dans les chapitres précédents. Néanmoins, plusieurs paramètres vont déterminer l'amélioration ou non du taux d'extinction d'un signal grâce à un MNL à base de MQW et comme on l'a vu dans le chapitre 5, le composant étant tributaire d'effets thermiques en saturation croisée, on tentera donc ces expériences en boucle à recirculation uniquement en auto-saturation pour bénéficier des meilleures conditions possibles.

II. A. Description de l'expérience

II.A.1. L'émission

Le bloc d'émission est constitué de plusieurs éléments. Ils sont schématisés sur la Figure 165. Un équipement d'émission électronique produit un signal électrique PRBS à 10 Gbit/s. Ce signal commande un modulateur électro-optique. Une source laser continue à 1564 nm passe à travers ce modulateur et génère un signal RZ (Return to Zero) dont la largeur temporelle des impulsions est 50 ps environ. Les séries de symboles ainsi constituées représente des mots de longueur 2^7-1 . A ce signal, on ajoute du bruit blanc dont on peut faire varier l'intensité grâce à un atténuateur variable pour régler l'OSNR du signal (Optical Signal on Noise Ratio). Le signal résultant est filtré sur une largeur de 1 nm avant d'être amplifié et à nouveau filtré sur une fenêtre de 1.5 nm pour supprimer l'ESA de l'amplificateur.

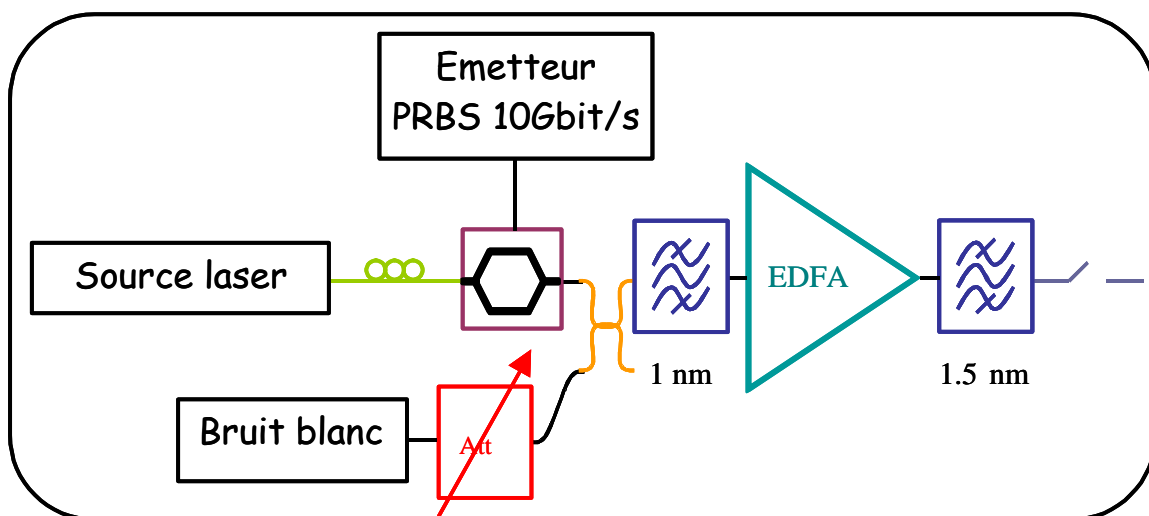


Figure 165. Schéma de l'émission

II.A.2. La réception

Le bloc de réception est schématisé sur la figure suivante (Figure 166). Grâce à un coupleur en sortie de boucle à recirculation, on visualise des paquets de données extraits du signal lors de la propagation dans la boucle à recirculation. Ceci permet de déterminer le nombre de tours effectués dans la boucle à recirculation. La deuxième sortie du coupleur est utilisée pour caractériser et visualiser le signal en sortie de boucle. En sortie du coupleur un atténuateur optique variable, nous permet de fixer la puissance incidente sur le récepteur. Un atténuateur variable et un EDFA sont

intercalés entre la sortie de la boucle et l'atténuateur en entrée du récepteur afin d'avoir une puissance suffisante sur le récepteur quelle que soit la distance parcourue dans la fibre. Afin d'assurer des conditions d'amplification identiques, on fixe dans chaque cas une puissance constante en entrée de l'EDFA. Ce détecteur est enfin relié à un équipement d'émission électronique de détection d'erreurs à 10 Gbit/s.

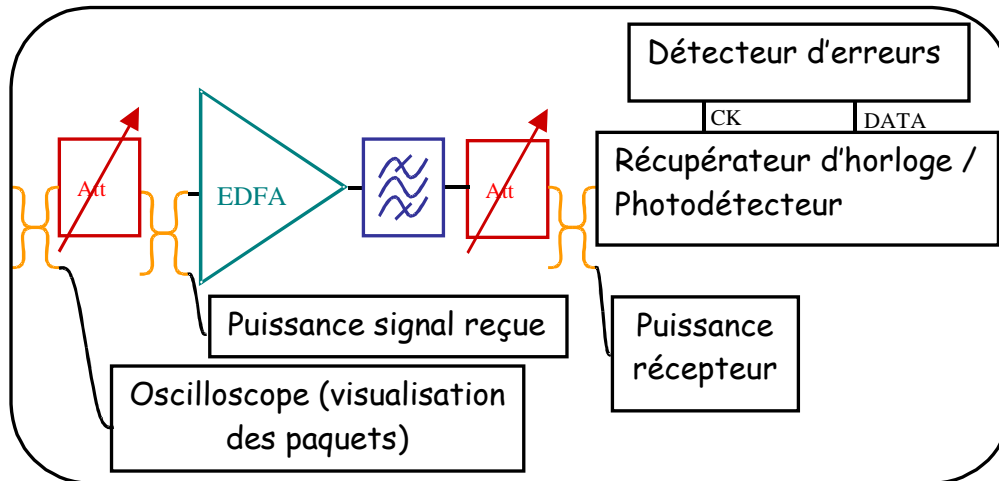


Figure 166. Schéma de la réception

II.A.3. La boucle à recirculation et le régénérateur

Entre l'émission et la réception, on intercale la boucle à recirculation qui permet de simuler une propagation dans plusieurs dizaines de kilomètres. Ceci est schématisé sur la figure suivante (Figure 167). En sortie du module d'émission, l'amplitude du signal est contrôlée grâce à un atténuateur variable. Puis ce signal se propage dans 91 kilomètres de fibre dont la valeur du coefficient de dispersion est égale à $-0.1 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. Un EDFA de gain 3 dBm suivi d'un filtre optique de 3 nm nous permet de maintenir une puissance suffisante pour saturer l'amplificateur 27 dBm. Après filtrage sur une bande spectrale de 1 nm, on passe soit par l'AS en cavité (VOIE 1) soit par un atténuateur optique variable afin de simuler les pertes d'insertion dues à la traversée du MNL (VOIE 2). En sortie du composant à tester, on ré-amplifie et on filtre le signal grâce à un filtre optique de 9 nm. Un dernier atténuateur variable rétablit la valeur de puissance initiale dans la boucle à recirculation.

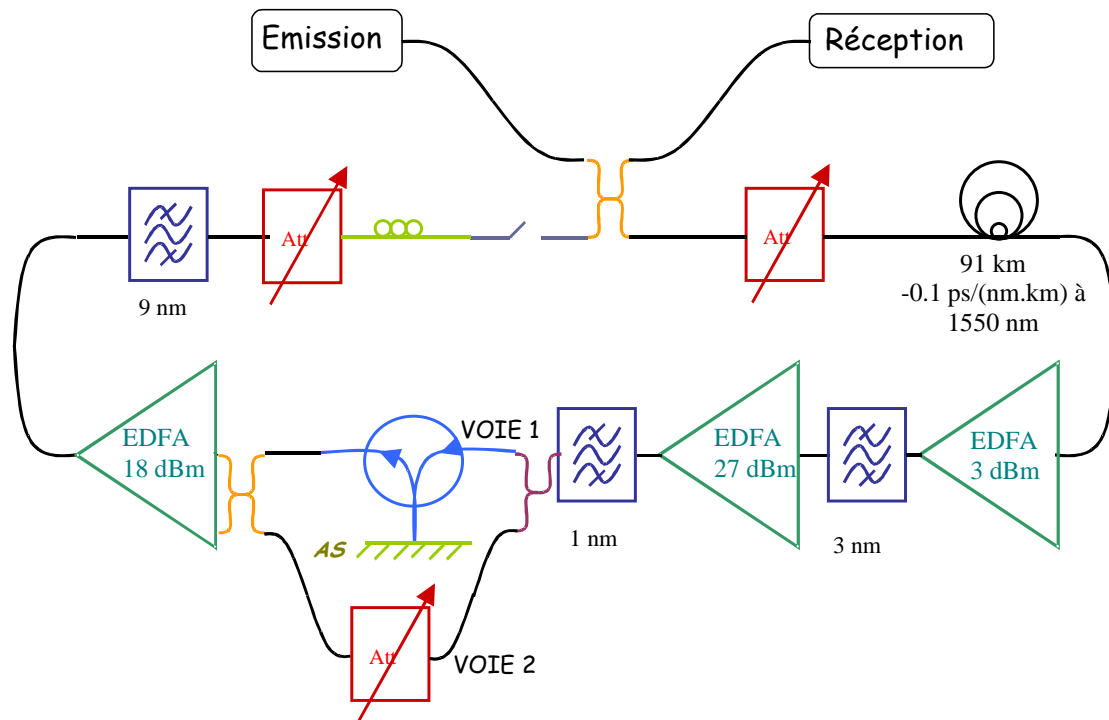


Figure 167. Schéma de la boucle à recirculation et du régénérateur

L'interrupteur optique qui est en fait un modulateur permet l'extraction de paquets de données pendant la propagation dans la boucle à recirculation. Le contrôleur de polarisation est adjoint au modulateur afin d'optimiser la puissance des paquets.

II. B. Résultats expérimentaux

II.B.1. Réglages préliminaires : caractérisation de la boucle à recirculation

Pour vérifier si le MNL apporte une quelconque amélioration de la distance parcourue du signal dans la ligne de transmission, il est nécessaire d'avoir une distance de référence. Cette référence est déterminée sans le MNL dans la boucle à recirculation. C'est le taux d'erreurs binaires en fonction de la distance parcourue qui nous donne cette information. Après 91 km de propagation dans de la fibre dont le coefficient de dispersion est $-0.1 \text{ ps}/(\text{nm.km})$, le signal passe à travers une chaîne d'amplification composée des EDFA et des trois filtres optiques. La distance maximale que ce signal peut parcourir dans la boucle sans que le taux d'erreurs binaires soit critique est dépendante de la puissance en entrée des 91 km de fibre optique. La figure qui suit (Figure 168) représente le TEB en fonction de la distance parcourue pour plusieurs valeurs de la puissance incidente dans la boucle à recirculation. Cette expérience nous permet d'optimiser les performances de la boucle elle-même.

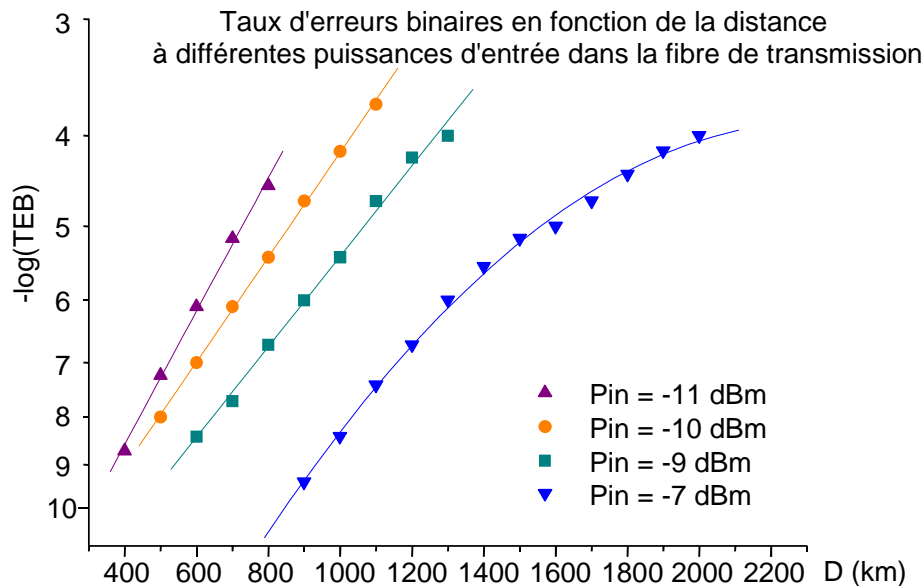


Figure 168. TEB en fonction de la distance et de la puissance incidente dans boucle à recirculation

Pour chaque valeur de puissance, plus la distance parcourue est importante et plus le TEB augmente donc plus la transmission se dégrade. Plus la puissance en entrée de la boucle est faible et plus la distance maximale atteinte avec un TEB de 10^{-7} est importante. A partir de 2000 km pour une puissance incidente de -7 dBm, on voit un plateau apparaître. C'est la limite haute de la distance de propagation de ce signal qu'il est possible d'atteindre dans cette boucle. On parle de plancher de transmission. La transmission de ce signal est limitée par la dispersion chromatique dès 2000 km de propagation dans la fibre.

II.B.2. Performances

II.B.2.a) *Pénalités en fonction de la puissance incidente sur le récepteur à différentes valeurs de l'OSNR engendrées par le MNL*

Avant d'évaluer la distance supplémentaire qu'il est possible d'atteindre grâce à l'insertion du MNL dans la boucle à recirculation, on détermine les pénalités engendrées par la présence de ce MNL sur le chemin optique. Comme on l'a vu dans le premier chapitre, pour déterminer cette valeur, on trace les courbes du TEB en fonction de la puissance incidente sur le récepteur donc de la sensibilité du récepteur quand la boucle est ouverte, c'est-à-dire après un seul tour dans la boucle avec et sans MNL. Quand l'AS n'est pas présent, (on passe alors dans l'atténuateur variable VOIE 2) on obtient la courbe du TEB en fonction de la puissance sur le détecteur, on parle également du TEB en back-to-back ou en configuration de référence. La différence observée entre cette courbe et celle obtenue dans les mêmes conditions quand le MNL est présent, nous donne les pénalités engendrées par ce composant.

La Figure 169 montre ces courbes avec et sans AS pour des valeurs de l'OSNR du signal incident mesuré sur 0.5 nm entre 8 dB et 34 dB.

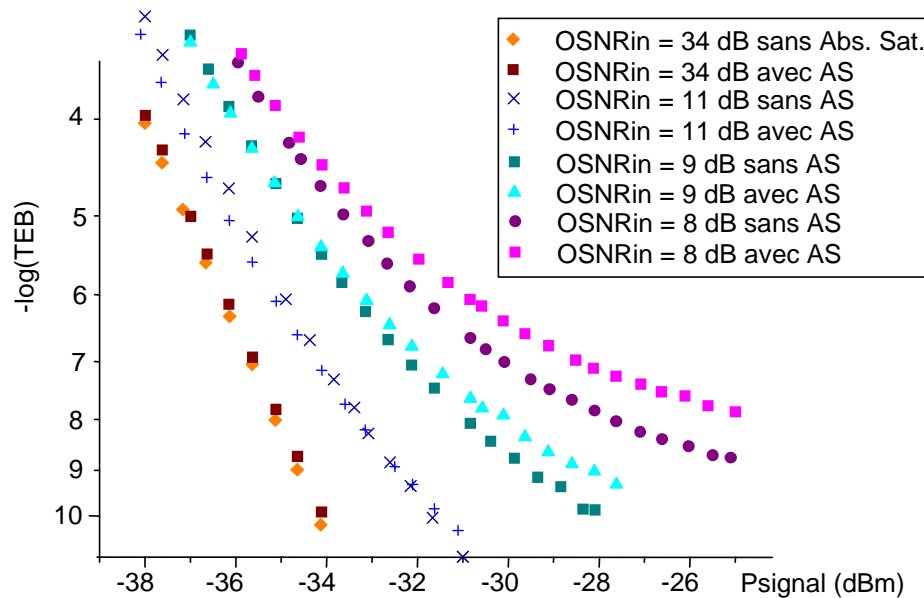


Figure 169. TEB en fonction de la puissance sur le récepteur pour plusieurs valeurs de l'OSNR du signal avec et sans MNL à base d'AS

Dans le cas où l'OSNR est de 34 dB et jusqu'à un OSNR de 11 dB, les courbes sont pratiquement superposables. C'est-à-dire que l'AS n'engendre pas de pénalités significatives. C'est à partir de 9 dB d'OSNR, que les courbes commencent vraiment à se séparer. Pour un TEB de 10^{-9} , on a 1 dB de pénalités pour un OSNR de 9 dB. A 8 dB d'OSNR du signal incident, on voit nettement la formation d'un plancher de la détection à partir de -28 dBm vers les plus fortes puissances de détection.

II.B.2.b) Amélioration de la distance parcourue dans la fibre

Pour vérifier que l'insertion d'un MNL à base d'AS sur une ligne de transmission entraîne une amélioration soit de la qualité du signal soit de la distance de propagation du signal codé, on doit comparer les performances du système sans et avec AS. Pour optimiser les performances du MNL, il est indispensable de connaître parfaitement ses caractéristiques. Comme on l'a vu dans les chapitres précédents plusieurs conditions déterminent une potentielle amélioration des caractéristiques ou de la qualité du signal. Pour ceci, il faut déterminer la puissance incidente nécessaire afin de bénéficier d'une amélioration de contraste. Ces paramètres sont différents d'un absorbant à l'autre suivant ses caractéristiques. Dans le cas du MNL de 61 puits quantiques InGaAs/InP dopé fer de temps de retour à l'équilibre de 10 ps environ dont la cavité Fabry-Perot asymétrique est centrée autour de 1570 nm, on utilise un signal incident PRBS dont les impulsions font 50 ps de largeur temporelle à une longueur d'onde 1564 nm d'OSNR 12 dB. On a tracé sur la Figure 170, le TEB en fonction de la distance de propagation au cours de deux tests différents dans deux cas de figure :

- le signal passe à travers l'atténuateur variable (VOIE 2 de la Figure 167)
- le signal passe à travers le MNL (VOIE 1),

et la puissance du signal dans la boucle est de 2 dBm.

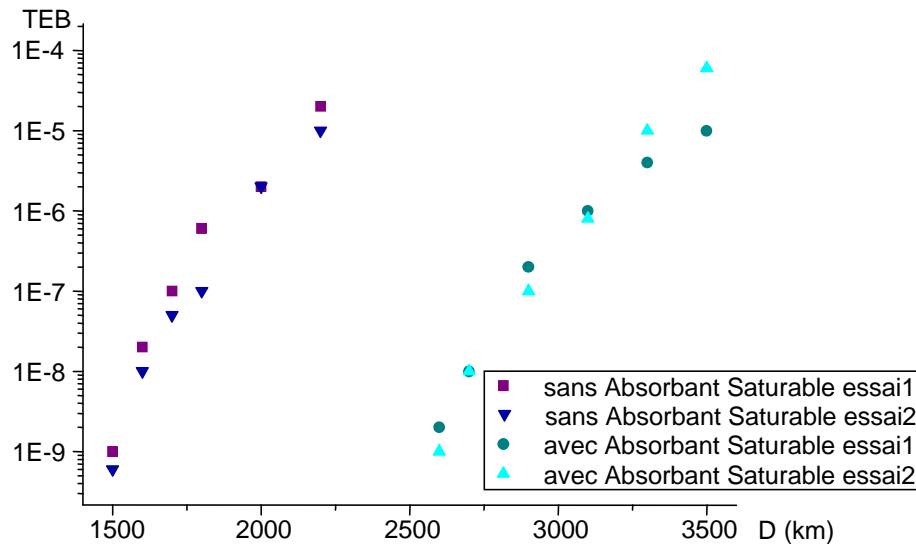


Figure 170. TEB en fonction de la distance parcourue avec et sans MNL

On voit sur cette figure que l'insertion du MNL dans la boucle à recirculation améliore la distance de propagation d'environ 1000 km quel que soit le TEB. On a multiplié la distance de propagation par un facteur 1.7 environ.

II.B.2.c) *Pénalités en fonction de la distance parcourue avec et sans MNL par rapport au back-to-back*

Dans ce sous-paragraphe, on veut évaluer les pénalités dues à la propagation du signal dans les deux cas décrits précédemment par rapport au back-to-back. En effet, la puissance sur le détecteur pour obtenir un TEB de 10^{-7} est moindre dans le cas d'un back-to-back qu'après plusieurs dizaines voire centaines de kilomètres de propagation dans la boucle. On détermine ici la différence de puissance incidente sur le détecteur par rapport à la configuration de référence pour obtenir un même TEB de 10^{-7} .

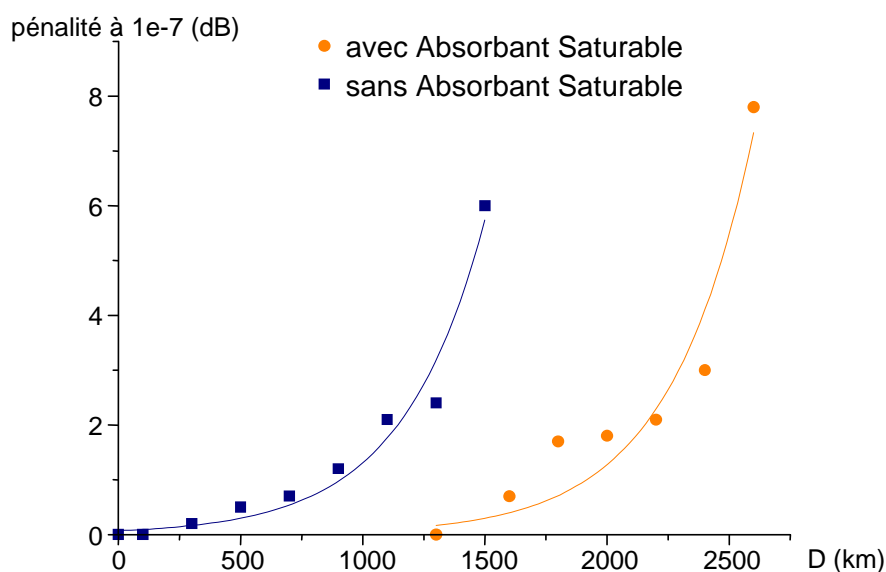


Figure 171. Pénalités par rapport au back-to-back en fonction de la distance parcourue dans la boucle avec et sans MNL

Pour une distance de 1500 km parcourue dans la boucle à recirculation, dans le cas d'une propagation sans MNL, les pénalités s'élèvent à 6.2 dB par rapport à la configuration de référence. Quand l'AS est inséré sur le chemin optique, les pénalités atteignent à peine 0.5 dB. On a donc des pénalités supplémentaires de 5.7 dB quand le MNL n'est pas présent lors de la propagation dans ce cas de configuration de boucle à recirculation. A pénalités équivalentes, on parcourt en moyenne 1000 km de plus grâce à l'insertion du MNL.

II. C. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous intéressons uniquement à des expériences en auto-saturation réalisées avec un signal PRBS à 10 Gbit/s sur le MNL de 61 MQW de temps de réponse 10 ps, de puissance de seuil proche de 9 dBm (pour un spot de focalisation de 5 μ m de diamètre) et un contraste maximum observé d'environ 13 dB.

Lors d'expériences visant à montrer le nettoyage des '0' grâce au MNL à base de MQW, nous avons pu constater que l'amélioration du contraste est non seulement dépendante des caractéristiques du composant mais aussi de celles du signal incident. En effet, les niveaux de puissance des symboles doivent remplir certaines conditions par rapport à la courbe de contraste du composant. Un signal de taux d'extinction T peut au mieux bénéficier d'une valeur du contraste correspondant à la puissance de seuil plus T. Le taux d'extinction est donc un facteur qui peut limiter les performances d'un AS. De plus, quand le niveau des '0' est supérieur au niveau de seuil du déclenchement des effets non-linéaires, on peut avoir une amélioration du taux d'extinction sans que les performances ne soient améliorées du fait des erreurs de détection des symboles. Amélioration du taux d'extinction par un MNL à MQW n'est pas forcément synonyme d'amélioration de la qualité de la transmission.

Dans la dernière série d'expériences proposées, expériences préliminaires en configuration système, on utilise une boucle à recirculation de 91 km afin de caractériser les performances du MNL en tant que régénérateur 2R. Dans ces expériences, la longueur d'onde du signal est 1564 nm. On est donc décalé d'environ 6 nm de la longueur d'onde de résonance de la cavité du MNL. La puissance incidente sur le MNL est fixée à 12 dBm de puissance moyenne. Cette expérience nous a permis de voir que pour un signal d'OSNR entre 34 dB et jusqu'à 11 dB environ, l'AS n'engendre pas de pénalités significatives supplémentaires quand il est intégré à la ligne en back-to-back. C'est seulement à partir de 9 dB d'OSNR que des pénalités apparaissent. Pour un TEB de 10^{-9} , on a 1 dB de pénalités pour un OSNR de 9 dB. On voit nettement la formation d'un plancher de la détection à partir de -28 dBm vers les plus fortes puissances de détection quand l'OSNR du signal incident n'est plus que de 8 dB.

Après propagation du signal dans 1500 km de fibre optique, on a des pénalités de 6.2 dB par rapport au back-to-back. Quand le MNL est inséré sur le chemin optique, dans la boucle, les pénalités engendrées par la propagation dans la fibre ne sont plus que de 0.5 dB. Dans ces conditions de fonctionnement et pour les caractéristiques de la boucle, l'insertion du MNL diminue de 5.7 dB les

pénalités apportées par la propagation du signal dans la boucle à recirculation. L'insertion du MNL dans la boucle à recirculation améliore la distance de propagation d'environ 1000 km quel que soit le TEB. Enfin, à pénalités équivalentes, on parcourt en moyenne 1000 km de plus grâce à l'insertion du MNL. Les performances du composant sont surtout limitées dans notre configuration expérimentale par le fait qu'on ne traite pas les fluctuations présentes sur les '1'. On n'a donc pas un régénérateur 2R complet, mais un nettoyage des '0'.

Ces résultats encourageants devraient être complétés par l'équipe du laboratoire chargée de mettre au point et de caractériser les fonctions optiques en boucle à recirculation. Cette boucle pourrait permettre une étude plus approfondie des performances d'un tel MNL dans une configuration système en permettant de faire varier les paramètres de réglage concernant la boucle (puissance dans la boucle, dispersion, OSNR du signal,...) et également ceux ayant trait au MNL (puissance incidente, taux d'extinction du signal). De plus, des simulations numériques de la réponse d'un régénérateur 2R à base d'AS en configuration système en parallèle des expériences [32].

CONCLUSION
ET
PERSPECTIVES

Conclusion et perspectives

Cette thèse s'intitule « Etude de composants absorbants saturables à semi-conducteurs à multi-puits quantiques dopés au fer pour la régénération de signaux optiques à très hauts débits d'information ». Elle a été financée par le conseil régional de Bretagne et a été effectuée au sein du laboratoire d'optronique de l'ENSSAT à Lannion, dans le groupe : Fonctions Optiques pour les Télécommunications. Cette thèse a débuté dans le cadre d'une collaboration contractuelle entre l'ENSSAT, l'INSA de Rennes et France Télécom R&D. Le rôle de l'ENSSAT était :

- Tout d'abord de tester dans un cadre d'applications aux télécommunications les propriétés des composants élaborés au laboratoire LENS de l'INSA, utilisant une nouvelle technologie de diminution du temps de réponse des AS à MQW : le dopage au fer, afin d'évaluer leur potentiel en tant que régénérateur 2R dans des transmissions à hauts débits (10 Gbit/s ou plus).
- Puis, d'étudier l'amélioration de la qualité d'un signal dans des conditions de transmission système à 10 Gbit/s de ce régénérateur en laboratoire, c'est-à-dire dans une boucle à recirculation.

Ce travail de thèse traite surtout de l'étude des propriétés et des caractéristiques des absorbants saturables à multi-puits quantiques InGaAs/InP dopés au fer en cavité Fabry-Perot asymétrique en vue de leur utilisation en tant que régénérateurs 2R tout optiques de signaux à hauts débits.

Au cours de cette thèse, nous avons tenté de faire une revue exhaustive des différents paramètres à connaître afin de déterminer la plage de fonctionnement optimal de ces composants en tant que régénérateurs tout optiques. Certaines caractéristiques des MNL sont fixées par les propriétés des AS MQW, d'autres par la géométrie des structures, d'autres encore par les caractéristiques du signal de commande ou les conditions expérimentales. Les principales caractéristiques des AS sont les suivantes :

- la longueur d'onde d'utilisation : elle correspond à la longueur d'onde de la résonance de la cavité Fabry-Perot dans le cas d'un MNL,
- la puissance de seuil de saturation : c'est la puissance à partir de laquelle on observe les effets non-linéaires,
- le contraste, la différence de réflectivité entre les états bloquant et passant du composant
- le temps de retour à l'équilibre des porteurs.

Plus la valeur du contraste est importante et plus le régénérateur est efficace, tout au moins pour un régénérateur localisé. Les choses sont plus complexes dans le cas d'une régénération par modulation synchrone dans une ligne de transmission par solitons.

Dans ce document, nous avons pu constater que cette valeur de contraste ne dépend pas seulement de la puissance de pompage et de la longueur d'onde du faisceau incident, mais également de la largeur temporelle du signal. Elle doit être supérieure au temps de retour à l'équilibre des porteurs si on veut utiliser le MNL dans des conditions optimales.

Une propriété des semi-conducteurs à multi-puits quantiques peut également modifier cette valeur, c'est leur sensibilité à la polarisation. Du fait de leur structure, les AS à MQW présentent un dichroïsme d'absorption qui engendre de la PDL à faible niveau de puissance. Une étude de cette sensibilité à faible niveau de pompage en fonction de la température, nous a montré que cette PDL diminue avec une augmentation de la température du composant. Cette diminution est accompagnée d'une modification du spectre de réflectivité. Le pic de réflectivité correspondant à l'absorption selon le plan [-110] du cristal dérive vers les grandes longueurs d'onde alors que celui selon le plan [110] se décale très peu.

Ce dichroïsme d'absorption persiste à fort niveau de pompage. Ces effets ne sont pas rédhibitoires pour le contraste tant que la puissance incidente de pompe n'est pas trop importante. En effet une augmentation de température due à une puissance incidente importante sur le composant et/ou à une fréquence élevée du signal de pompe engendre de profondes modifications des caractéristiques du MNL. On voit apparaître de grandes différences dans le comportement des spectres de réflectivité donc des courbes d'absorption selon les plans [110] et [-110] du cristal. Ceci provoque des effets plus ou moins néfastes sur le contraste suivant la polarisation du faisceau incident. Un faisceau polarisé selon le plan [110] va bénéficier d'un contraste finalement peu différent du cas où il n'existe pas d'effets thermiques, du moins tant que le pic de réflectivité ne se décale pas trop vers les grandes longueurs d'onde. En revanche, dans le cas d'un faisceau polarisé selon le plan [-110], les effets de la température sont plus marqués. Le pic de réflectivité se décale très rapidement vers les grandes longueurs d'onde avec la température. Il est néanmoins difficile d'évaluer la valeur du contraste au niveau de la longueur d'onde initiale de résonance de la cavité d'après les mesures effectuées car le spectre de contraste selon l'autre polarisation vient se superposer à celui-ci. Des mesures complémentaires seraient nécessaires pour évaluer cette valeur dans le cas d'un signal de polarisation rectiligne selon le plan [-110].

Le temps de retour à l'équilibre des porteurs qui détermine la dynamique de la réponse du MNL ne varie pas en fonction de la puissance incidente. Par contre, cette réponse rapide peut être perturbée voire même masquée par les effets thermiques dont la dynamique est beaucoup plus lente. Dans le cas du MNL testé durant cette thèse, la puissance moyenne limite à partir de laquelle apparaissent des effets thermiques est 15 dBm environ et le temps de retour à l'équilibre des propriétés initiales du miroir est de l'ordre de 2 μ s. Le temps de stabilisation des caractéristiques lors de l'apparition d'effets thermiques est également de 2 μ s. Il faudrait compléter cette étude de la thermique en examinant les effets de la technique de report du MNL sur le substrat.

Pour résumer tous ces points, on peut dire que la configuration la plus favorable à l'observation d'un contraste important est l'auto-saturation autour de la longueur d'onde de la résonance de la cavité pour un faisceau polarisé selon le plan [110] du MNL. La puissance du signal et sa fréquence doivent être choisies de manière à ce que l'augmentation de température, proportionnelle à l'énergie fournie, ne provoque pas de décalage du minimum de réflectivité vers les grandes longueurs d'onde. Enfin, la largeur temporelle des impulsions doit être supérieure au temps de retour à l'équilibre des porteurs.

Nous avons également pu remarquer qu'il ne suffit pas d'optimiser la valeur du contraste, c'est-à-dire remplir toutes les conditions précédentes, pour que le signal bénéficie d'une amélioration de son taux d'extinction. Il faut également que le niveau des '0' ne soit pas supérieur à la puissance de seuil du déclenchement des effets non-linéaires afin de ne pas engendrer d'erreurs de détection à la réception du signal.

Des tests préliminaires de ce régénérateur en configuration système ont donné des résultats encourageants. Des études système se poursuivent au laboratoire d'optronique de l'ENSSAT dans le cadre d'un projet RNRT appelé « ASTERIX » (Absorbant Saturable pour régénération TERabits multipleXée en longueurs d'onde) qui projette d'utiliser des structures de ce type pour une régénération 2R WDM [91][129]. Il faudra nécessairement que les puissances de seuil de ces composants soient les plus faibles possibles et que l'espacement des faisceaux soit suffisant pour éviter les problèmes dus aux effets de température [74].

La technique de dopage au fer des composants AS à MQW a également évolué par rapport aux échantillons testés au cours de cette thèse. Les nouveaux composants basés sur cette méthode récemment élaborés à l'INSA montrent un temps de retour à l'équilibre des porteurs subpicoseconde (0.45 ps) pour une concentration en fer de $6 \cdot 10^{18}$ comme le montre la Figure 172 [35].

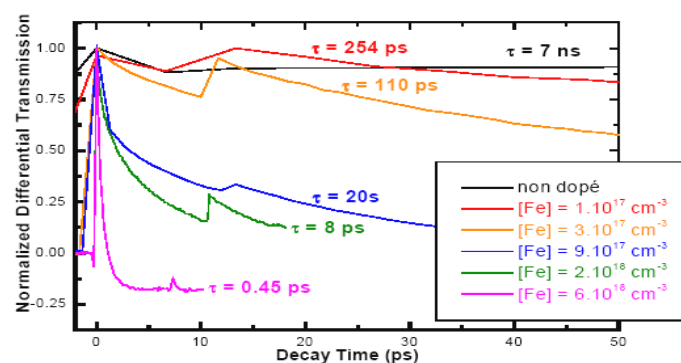


Figure 172. Evolution du temps de réponse des AS avec la technique de dopage au fer réalisés au laboratoire LENS de l'INSA (d'après [35])

On envisage également de réaliser des régénérateurs à base d'absorbants saturables à partir d'autres composants. Les îlots quantiques [3], également à base de semi-conducteurs, où les nanotubes de carbone [66], qui ont déjà montré leur efficacité dans la suppression du bruit d'un signal 0, font l'objet de nombreuses études.

Articles de journaux spécialisés et compte-rendus de conférences

- [1] Adachi S., "Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related binaries", Journal of Applied Physics, 53, (12), pp. 8775-8792, (1982).
- [2] Agrawal G.P. and Olsson N.A., "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers", Journal of Quantum Electronics, 25, (11), pp. 2297-2306, (1989).
- [3] Akiyama T., Kuwatsuka H., Simoyama T., Nakata Y., Mukai K., Suguwara M., Wada O. and Ishikawa H., "WDM multi-channel nonlinear device utilizing inhomogeneously-broadened gain of self-assembled quantum dots", Paper 9.3.6, ECOC'00, pp. 291, (Munich 1-5 Sept 2000).
- [4] Atkinson D., Loh W.H., Afanasjev V.V., Grudinin A.B., Seeds A.J. and Payne D.N., "Increased amplifier spacing in soliton system with quantum-well saturable absorbers and spectral filtering", Optics Letters, 19, (19), pp.1514-1516, (1994).
- [5] Audouin O., Pallise E., Desurvire E. and Maunand E., "Use of in-line saturable absorbers in WDM soliton systems", Photonics Technology Letters, 10, pp.828-829, (1998).
- [6] Bakonyi Z., Onishchukov G., Knöll C., Göllés M., Lederer F. and Ludwig R., "In-line saturable absorber in transmission systems with cascaded semiconductor optical amplifiers", Photonics Technology Letters, 12, (5), pp.570-572, (2000).
- [7] Bakonyi Z., Onishchukov G., Knöll C., Göllés M. and Lederer F., "10Gbit/s RZ transmission over 5000km with gain-clamped semiconductor optical amplifiers and saturable absorbers", Electronics Letters, 36, (21), pp.1790-1791, (2000).
- [8] Bennett S. and Seeds A.J., "Error-free 80Gbit/s soliton transmission over transoceanic (>8000km) distance using fast saturable absorbers and dispersion decreasing fibers", OFC'99, Vol.2, pp.50-52, (San Diego 22-26 Feb 1999).
- [9] Bigo S., Leclerc O., Duceillier T., "All-optical regenerator for 20Gbit/s transoceanic transmission", Electronics Letters, 33, (11), pp.975-976, (1997).
- [10] Bigo S., Gauchard S., Bertaina A. and Hamaide J.P., "Experimental investigation of stimulated Raman scattering limitation on WDM transmission over various types of fiber infrastructures", Photonics Technology Letters, 11, (6), pp.671-673, (1999).
- [11] Bornholdt C., Slovak J., Sartorius B., "Semiconductor-based all-optical 3R regenerator demonstrated at 40 Gbit/s", Electronics Letters, 40, (3), pp. 192-193, (2004).
- [12] Boscolo S., Turitsyn S.K. and Blow K.J., "All-optical passive 2R regeneration for $N \times 40$ Gbit/s WDM transmission using NOLM and novel filtering technique", Optics Communications, 217, (1-6), pp.227-232, (2003).
- [13] Brindel P., Dany B., Rouvillain D., Lavigne B., Guerber P., Balmefrezol E., Leclerc O., "All-optical signal regenerators for ultra-high bit-rate transmission systems", IEICE Transactions on Electronics, E85-C (1), pp.126-134, (2002).
- [14] Burr E.P., Pantouvaki M., Seeds A.J., Gwilliam R.M., Pinches S.M., Button C.C., "Wavelength conversion of 1.53- μm -wavelength picosecond pulses in an ion-implanted multiple-quantum-well all-optical switch", Optics Letters, 28, (6), pp.483-485, (2003).

- [15] Carey K. W., Hull R., Fouquet J.E., Kellert F.G., Trott G.R., "Structural and photoluminescent properties of GaInAs quantum well with InP barriers grown by organometallic vapor phase epitaxy", *Applied Physics Letters*, 51, (12), pp.910-912, (1987).
- [16] Carta G., D'Andrea A., Fernandez-Alonso F., Franco A., El Habara N., Righini M., Rossetto G., Schiumarini D., Selci S., Zanella P., "High-quality, Cr-doped InGaAs/InP(001) MQWs grown by ter-butylarsine in a MOVPE apparatus", *Journal of Crystal Growth*, 248, pp.149-152, (2003).
- [17] Chemla D.S., "Quasi-two-dimensional excitons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As semiconductor multiple quantum well structures ", *Helvetica Physica Acta*, 56, pp.607-637, (1983).
- [18] Chemla D.S., Miller D.A.B., Smith P.W., Gossard A.C., Wiegmann W., "Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures", *Journal of Quantum Electronics*, 20, (3), pp.265-275, (1984).
- [19] Chemla D.S., Miller D.A.B., Smith P.W., "Nonlinear optical properties of multiple quantum well structures for optical signal processing", *Semiconductors and Semimetals*, 24, pp.279-308, (1987).
- [20] Chen Y-C., Raravikar N.R., Schadler L.S., Ajayan P.M., Zhao Y-P., Lu T-M., Wang G-C. and Zhang X-C., "Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μm ", *Applied Physics Letters*, 81, (6), pp.975-977, (2002).
- [21] Chi N., Carlsson B., Jeppesen P., "2R regeneration based on dispersion-imbalanced loop mirror and its application in WDM systems", *Journal of Lightwave Technology*, 20, (10), pp.1809-1817, (2002).
- [22] Chi N., Berg K.S., Tolke T., Jeppesen P., "All-optical wavelength conversion and multichannel 2R regeneration based in highly nonlinear dispersion-imbalanced loop mirror", *Photonics Technology Letters*, 14, (11), pp.1581-1583, (2002).
- [23] Cho P.S., Mahgerefteh D., Goldhar J., "All-optical 2R regeneration and wavelength conversion at 20 Gbit/s using an electroabsorption modulator", *Photonics Technology Letters*, 11, (12), pp.1662-1664, (1999).
- [24] Choo D.C., Kim T.W., Yoo K.H., Meining C.J., McCombe B.D., "Strain effects, electronic parameters, and electronic structures in modulation-doped In_xGa_{1-x}As/In_yAl_{1-y}As coupled step-rectangular quantum wells", *Journal of Applied Physics*. 94, (12), pp.7621-7625, (2003).
- [25] Cortez S., Krebs O., Voisin P., "Symétries brisées, anisotropie des interfaces entre semi-conducteurs: une brisure de symétrie peut en cacher une autre", *Images de la physique 2000*, parutions SPM-CNRS, www.spm.cnrs-dir.fr
- [26] Cortez S., Krebs O., Voisin P., "Breakdown of rotational symmetry at semiconductor interfaces:a microscopic description of valence subband mixing", *European Physical Journal B*, 21, pp.241-250, (2001).
- [27] Doran N.J. and Wood D., "Nonlinear optical loop mirror", *Optics Letters*, 13, (1), pp.56-58, (1988).
- [28] Fermann M.E., Haberl F., Hofer M. and Hochreiter H., "Nonlinear amplifying loop mirror", *Optics Letters*, 15, (13), pp.752-754, (1990).
- [29] Fouquet J. E. and Burnham R. D., "Recombination dynamics in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well structures", *Journal of Quantum Electronics*, 22, (9), pp.1799-1810, (1986).
- [30] Fox A.M, Manning R.J., Miller A., "Picosecond relaxation mechanisms in highly excited GaInAsP", *Journal of Applied Optics*, 65, (11), pp.4287-4298, (1989).

- [31] Gansen E.J., Smirl A.L., "Ultrafast polarization modulation induced by the 'virtual excitation' of spin-polarized excitons in quantum wells : Application to all-optical switching", *Journal of Applied Physics*, 95, (8), pp.3907-3915, (2004).
- [32] Ginovart F., Le Cren E., Simon J-C., "2R regeneration study in a microcavity with saturable absorber", *Optics Communications*, 229, (1-6), pp.413-417, (2004).
- [33] Gopinath J.T., Thoen E.R., Koontz E.M., Grein M.E., Kolodziejewski L.A. and Ippen E.P., "Recovery dynamics in proton-bombarded semiconductor saturable absorber mirrors", *Applied Physics Letters*, 78, (22), pp.3409-3411, (2001).
- [34] Govan D.S., Smith N.J., Knox F.M and Doran N.J., "Stable propagation of solitons of increased energy through the combined action of dispersion management and periodic saturable absorption", *Journal of the Optical Society of America B*, 14, (11), pp.2960-2963, (1997).
- [35] Guézo M., Loualiche S., Even J., Le Corre A., Folliot H., Labbe C., Dehaese O., Dousselin G., "Ultrashort, nonlinear, optical time response of Fe-doped InGaAs/InP multiple quantum wells in 1.55 μm range", *Applied Physics Letters*, 82, (11), pp.1670-1672, (2003).
- [36] Guézo M., Loualiche S., Even J., Le Corre A., Dehaese O., Pellan Y., "Nonlinear absorption temporal dynamics of Fe-doped GaInAs/InP multiple quantum wells", *Journal of Applied Physics*, 94, (4), pp.2355-2359, (2003).
- [37] Guina M., Vainionpaa A., Harkonen A., Orsila L., Lyytikainen J., Okhotnikov O. G., "Vertical-cavity saturable-absorber intensity modulator", *Optics Letters*, 28, (1), pp.43-45, (2003), "Surface-normal saturable absorber intensity modulator", *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pp.351-354, (2003).
- [38] Gupta S., Whitaker J.F. and Mourou G.A., "Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrate temperatures", *Journal of Quantum Electronics*, 28, (10), pp.2464-2472, (1992).
- [39] Harper P., Penketh I.S., Alleston S. and Doran N.J., "200000km, 10Gbit/s soliton propagation exploiting periodic saturable absorption", *ECOC'98*, pp.107, (Madrid Sep 20-24 1998).
- [40] Haus H.A. and Silberberg Y., "Theory of mode locking of a laser diode with a multiple-quantum-well structure", *Journal of the Optical Society of America B*, 2, (7), pp.1237-1243, (1985).
- [41] Havstad S.A., Fischer B., Wickham M.G., "Loop-mirror filters based on saturable-gain or absorber gratings", *Optics Letters*, 24, (21), pp.1466-1468, (1999).
- [42] Hayduk M. J., Bussjager R. J., Johns S. T., Gerhardstein C. M., Wicks G. W., "Contrast ratio enhancement in a saturable absorber-based photonic analog-to-digital converter", *the International Society for Optical Engineering*, n.4732, pp.46-52, (2002).
- [43] Hawkins S.A., Stevens M.J., Smirl A.L., "Polarization dynamics and optical selection rules for excitonic transitions in strained quantum wells", *Physical Review B*, 64, 035302, (2001).
- [44] Her T., Raybon G., Headley C., "Experimental demonstration of a fiber-base optical 2R regenerator in front of an 80Gbit/s receiver", *OFC'2003, Technical digest*. 1, pp.194-195, (2003).

- [45] Hirano A., Tsuda H., Hagimoto K., Takahashi R., Kawamura Y. and Iwamura H., "10 ps pulse all-optical discrimination using a high speed saturable absorber gate", *Electronics Letters*, 31, (9), pp.736-737, (1995).
- [46] Hirano A., Kobayashi H., Tsuda H., Takahashi R., Asobe M., Sato K. and Hagimoto K., "10 Gbit/s RZ discrimination using refined saturable absorber optical gate", *Electronics Letters*, 34, (2), pp.198-199, (1998).
- [47] Inoue K., "Technique to compensate waveform distortion in a gain-saturated semiconductor optical amplifier using a semiconductor saturable absorber", *Electronics Letters*, 34, (4), pp.376-378, (1998).
- [48] Islam M.N., Ippen E.P., Burkhardt E.G., Bridges T.J., "Picosecond study of near-band-gap nonlinearities in GaInAsP", *Journal of applied Physics*, 59, (8), pp.2619-2628, (1986).
- [49] Islam M.N., "Raman amplifiers for telecommunications", *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8, (3), pp.548-558, (2002).
- [50] Joschko M., Langlois P., Thoen E. R., Koontz E. M., Ippen E. P. and Kolodziejski L.A., "Ultrafast hot-carrier dynamics in semiconductor saturable absorber mirrors", *Applied Physics Letters*, 76, (11), pp.1383-1385, (2000).
- [51] Kärtner F.X., Jung I.D. and Keller U., "Soliton mode-locking with saturable absorbers", *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2, (3), pp.540-556, (1996).
- [52] Kitabayashi T., Aizawa T., Sakai T., Wada A., "Active gain-slope compensation of EDFA using thulium-doped fiber as saturable absorber", *IEICE Transactions on Electronics*, E84-C, (5), pp.605-609, (2001).
- [53] Krebs O., Voisin P., "Giant optical anisotropy of semiconductor heterostructures with no common atom and the quantum-confined Pockels effect", *Physical Review Letters*, 77, (9), pp.1829-1832, (1996).
- [54] Krebs O., Rondi D., Gentner J.L., Goldstein L., Voisin P., "Inversion asymmetry in heterostructures of zinc-blende semiconductors: interface and external potential versus bulk effects", *Physical Review Letters*, 80, (26), pp.5770-5773, (1998).
- [55] Kurita H., Ogura I., Yokoyama H., "Ultrafast all-optical signal processing with mode-locked semiconductor lasers", *IEICE Transactions on Electronics*, E81-C, (2), pp.129-139, (1998).
- [56] Kurita H., Hashimoto Y., Ogura I., Yamada H., Yokoyama H., "All-optical 3R regeneration based on optical clock recovery with mode-locked LDs", *ECOC'99*, PD 3-6, (Nice 26-30 Sept 1999).
- [57] Langlois P., Joschko M., Thoen E. R., Koontz E. M., Kärtner F. X., Ippen E. P. and Kolodziejski L.A., "High fluence ultrafast dynamics of semiconductor saturable absorber mirrors", *Applied Physical Letters*, 75, (24), pp.3841-3843, (1999).
- [58] Leclerc O., Aubin G., Brindel P., Mangeney J., Choumane H., Barré S. and Oudar J-L., "Demonstration of high robustness to SNR impairment in 20Gbit/s long-haul transmission using 1.5 μ m saturable absorber", *Electronics Letters*, 36, (23), pp.1944-1946, (2000).
- [59] Leclerc O., Brindel P., Barré S., Aubin G., Mangeney J., Choumane H., Oudar J-L., "20 Gbit/s polarization-insensitive quantum-well saturable absorber for 1.5 μ m long-haul transmissions", *ECOC'2000*, PD 3.5, (Munich sept. 4-7 2000).
- [60] Leclerc O., Lavigne B., Balmeffre E., Brindel P., Pierre L., Rouvillain D., Segueineau F., "Optical regeneration at 40 Gb/s and beyond", *Journal of Lightwave Technology*, 21, (11), pp.2779-2790, (2003).

- [61] Leclerc O., Lavigne B., Balmeffre E., Brindel P., Pierre L., Rouvillain D., Seguneau F., "All-optical signal regeneration: from first principles to a 40 Gbit/s system demonstration", *Comptes Rendus Physique*, 4, (1), pp. 163-173, (2003).
- [62] Lee Y.H., Chavez-Pirson A., Koch S.W., Gibbs H.M., Park S.H., Morhange J., Jeffery A., Peyghambarian N., Banyai L., Gossard A.C., Wiegmann W., "Room-temperature optical nonlinearities in GaAs", *Physical Review Letters*, 57, (19), pp.2446-2449, (1989).
- [63] Liqian, Smith P.W.E., Robinson B.J., Thompson D.A., "An ultrafast all-optical asymmetric Fabry-Perot switch based on bulk Be-doped InGaAsP grown by He-plasma-assisted epitaxy", *Optical and Quantum Electronics*, 33, pp.1055-1062, (2001).
- [64] Loka H.S., Smith P.W.E., "Ultrafast all-optical switching with an asymmetric Fabry-Perot device using low-temperature-grown GaAs: material and device issues", *Journal of Quantum Electronics*, 36, (1), pp.100-111, (2000).
- [65] Lugagne-Delpon E., Oudar J-L., Bouché N., Raj R., Shen A., Stelmakh N. and Lourtioz J-M., "Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells", *Applied Physics Letters*, 72, (7), pp.759-761, (1998).
- [66] Ma Y.Z., Stenger J., Zimmermann J., Bachilo S.M., Smalley R.E., Weisman R.B., Fleming G.R., "Ultrafast carrier dynamics in single-walled carbon nanotubes probed by femtosecond spectroscopy", *Journal of Chemical Physics*, 120, (7), pp.3368-3373, (2004).
- [67] Mangeney J., Oudar J-L., Harmand J-C., Mériade C., Patriarche G. and Aubin G, Stelmakh N., Lourtioz J-M., "Ultrafast saturable absorption et 1.55 μm in heavy-ion-irradiated quantum-well vertical cavity", *Applied Physics Letters*, 76, (11), pp.1371-1373, (2000).
- [68] Mangeney J., Choumane H., Patriarche G., Leroux G., Aubin G., Harmand J-C., Oudar J-L., Bernas H., "Comparison of light- and heavy-ion-irradiated quantum-wells for use as ultrafast saturable absorbers", *Applied Physics Letters*, 79, (17), pp.2722-2724, (2001).
- [69] Mangeney J., Stelmakh N. Aniel F., Boucaud P., Lourtioz J-M., "Temperature dependence of the absorption saturation relaxation time in light- and heavy-ion-irradiated bulk GaAs", *Applied Physics Letters*, 80, (25), pp.4711-4713, (2002).
- [70] Marceaux A., Loualiche S., Dehaese O., Lambert B., "High-speed 1.55 μm Fe-doped multiple-quantum-well saturable absorber on InP", *Applied Physics Letters*, 78, (26), pp.4065-4067, (2001).
- [71] Matsumoto M., Ikeda H., Uda T. and Hasegawa A., "Stable soliton transmission in the system with nonlinear gain", *Journal of Lightwave Technology*, 13, (4), pp.658-665, (1995).
- [72] Matsumoto M. and Leclerc O., "Analysis of a 2R optical regenerator utilizing self-phase modulation in a highly nonlinear fiber", *Electronics Letters*, 38, (12), pp.576-577, (2002).
- [73] Miller R.C., Kleinman W.A., Nordland W.A and Gossard A.C., "Luminescence studies of optically pumped quantum wells in GaAs-Al_xGa_{1-x}As multilayer structures", *Physical Review B*, 22, (2), pp.863-871, (1980).
- [74] Monte A.F.G., da Silva S.W., Cruz J.M.R., Morais P.C., "Spatial and temperature dependance of carrier recombination in an InGaAs/InP heterostructure", *Journal of Applied Physics*, 85, (5), pp.2866-2869, (1999).

- [75] Nakagawa J., Marhic M.E., Kazovsky L.G., "All-optical 3R regeneration technique using injection-locking in gain-switched DFB-LD", *Electronics Letters*, 37, (4), pp.231-232, (2001).
- [76] Okuno T., Masumoto Y., Sakuma Y., Hayasaki Y., Okamoto H., "Femtosecond response time in beryllium-doped low-temperature-grown GaAs/AlAs multiple quantum wells", *Applied Physics Letters*, 79, (6), pp.764-766, (2001).
- [77] Onishi Y., Koyama F., "All-optical regeneration using a vertical-cavity surface-emitting laser with external light injection", *IEICE Transaction on Electronics*, E87-C, (3), pp.409-415, (2004).
- [78] Otani T., Miyazaki T., Yamamoto S., "40 Gbit/s 3R regenerator using electroabsorption modulators for optical networks", *Journal of Lightwave Technology*, 20, (2), pp.195-200, (2002).
- [79] Oudar J-L., Aubin G., Mangeney J., Loualiche S., Simon J-C., Shen A., Leclerc O., "Dispositifs à absorbant saturable ultra-rapide à puits quantiques et application à la régénération tout-optique des signaux de télécommunication", *Annales des télécommunications*, 58, (11-12), (2003).
- [80] Pantouvaki M., Burr E., Feced R., Fice M., Gwilliam R., Roberts J.S., Seeds A.J., "40 Gb/s optical noise suppression and wavelength conversion by MQW saturable absorber integrated in a Fabry-Perot cavity", *ECOC'2002*, paper 6.3.6, (Copenhagen 8-12 Sept. 2002).
- [81] Pantouvaki M., Fice M.J., Feced R., Burr E.P., Gwilliam R., Krysa J.S., Roberts J.S., Seeds A.J., "10 Gb/s all-optical 2R regeneration using an MQW Fabry-Perot saturable absorber and a nonlinear fiber", *Photonics Technology Letters*, 16, (2), pp.617-619, (2004).
- [82] Radic S., McKinstrie C. J., Jopson R.M., Centanni J.C., Chraplyvy A.R., "All-optical regeneration in one- and two-pump parametric amplifiers using highly nonlinear optical fiber", *Photonics Technology Letters*, 15, (7), pp.957-959, (2003).
- [83] Raybon G., "Optical 3R regeneration in 40 Gbit/s pseudo-linear transmission systems", *OFC'2003*, Technical digest. 1, pp.191-192, (2003).
- [84] Reynolds D.C., Hoelscher J., Litton C.W., Collins T.C., "Temperature dependance of free excitons in GaN", *Journal of Applied Physics*, 92, (9), pp.5596-5598, (2002).
- [85] Rouvillain D., Segueineau F., Pierre L., Brindel P., Choumane H., Aubin G., Oudar J-L. and Leclerc O., "40Gbit/s optical 2R regenerator based on passive saturable absorber for WDM long-haul transmissions", *OFC'2002*, PD Paper FD11, (Anaheim 17-22 March 2002).
- [86] Sartorius B., "All-optical 3R signal regeneration", *ECOC'2000*, Paper 9.4.1, (Munich 1-5 Sept 2000).
- [87] Schmitt-Rink S., Chemla D.S. and Miller D.A.B., "Theory of transient excitonic optical nonlinearities in semiconductor quantum-well structures", *Physical Review B*, 32, pp.6601-6609, (1985).
- [88] Schmitt-Rink S., Chemla D.S. and Miller D.A.B., "Linear and nonlinear properties of semiconductor quantum wells", *Advances in Physics*, 38, pp.89-188, (1989).
- [89] Segueineau F., Rouvillain D., Choumane H., Aubin G., Oudar J-L., Brindel P., Lavigne B., Leclerc O., "Regeneration capabilities of passive saturable absorber-based optical 2R in 20 Gbit/s RZ DWDM long-haul transmissions", *Electronics Letters*, 39, (11), pp.857-858, (2003).

- [90] Set S.Y., Yaguchi H., Jablonski M., Tanaka Y., Sakakibara Y., Rozhin A., Tokumoto M., Kataura H., Achiba Y., Kikuchi K., "A noise suppression saturable absorber at 1550 nm based on carbon nanotube technology", OFC'2003, Paper FL2, (Atlanta 23-28 March 2003).
- [91] Set S.Y., Yaguchi H., Jablonski M., Tanaka Y., Sakakibara Y., Rozhin A., Tokumoto M., Kataura H., Achiba Y., Kikuchi K., "Mode-locked fiber lasers based on a saturable absorber incorporating carbon nanotubes", OFC'2003, PD 44, (Atlanta 23-28 March 2003).
- [92] Shen A., Goix M., Louis S., Delagrèdière D., Decobert J., Hénin G, Rouvillain D., Leclerc O., Choumane H., Aubin G., Oudar J-L., "4-channel saturable absorber module for high bit-rate regenerated WDM transmission", ECOC'2002 , paper 5.4.5, (Copenhagen 8-12 Sept. 2002).
- [93] Shibata Y., Kikuchi N., Oku S., Ito T., Okamoto H., Kawaguchi Y., Kondo Y., Suzuki Y. Tohmori Y., Wakamiya M., Kanagawa A.S., "Single-stage all-optical 3R at 40 Gb/s retaining input wavelength using Sagnac interferometer integrated with parallel-amplifier structure (SIPAS) ", ECOC'2002, paper 7-3-7, (Copenhagen 8-12 Sept. 2002).
- [94] Simon J-C., Bramerie L., Ginovart F., Roncin V., Gay M., Fève S., Le Cren E., Charès M-L., "All optical regeneration techniques", Annales des Télécommunications, 58, (11-12), pp.1859-1875, (2003).
- [95] Smith J-M., Buller G.S., Marshall D., Miller A., Button C.C., "Microsecond carrier lifetimes in InGaAsP quantum wells emitting at $\lambda=1.5\ \mu\text{m}$ ", Applied Physics Letters, 80, (11), pp.1870-1872, (2002).
- [96] Su Y., Raybon G., Essiambre R-J., Her T-H., "All-optical 2R regeneration of 40-Gb/s signal impaired by intrachannel four-wave mixing", Photonics Technology Letters, 15, (2), pp.350-352, (2003).
- [97] Tackeuchi A., Wada O., Nishikawa Y., "Electron spin relaxation in InGaAs/InP multiple-quantum wells", Applied Physics Letters, 70, (9), pp.1131-1133, (1997).
- [98] Takahashi R., Kawamura Y. and Iwamura H., "1.55 μm -ultrafast surface-reflection all-optical switching using low-temperature-grown Be-doped strained MQWs", ECOC'94, pp.113-115, (Firenze Sept 1994).
- [99] Takahashi R., Kawamura Y., Kagawa T. and Iwamura H., "Ultrafast 1.55 μm photoresponses in low-temperature-grown InGaAs/InAlAs quantum wells", Applied Physics Letters, 65, (14), pp.1790-1792, (1994).
- [100] Takahashi R., Kawamura Y. and Iwamura H., "Ultrafast 1.55 μm all-optical switching using low-temperature-grown quantum wells", Applied Physics Letters, 68, (2), pp.153-155, (1996).
- [101] Takahashi R., Hiroki I. and Iwamura H., "Ultrafast high-contrast all-optical switching using spin polarization in low-temperature-grown multiple quantum wells", Applied Physics Letters, 77, (19), pp.153-155, (2000).
- [102] Tsuda H., Hirano A., Takahashi R., Sato K., Hagimoto K., "2.4 Gbit/s all-optical pulse discrimination experiment using a high-speed saturable absorber optical gate", Electronics Letters, 32, (4), pp.365-366, (1996).
- [103] Ueno Y., Nakamura S., Tajima K., "Penalty-free error-free all-optical data pulse regeneration at 84 Gb/s by using a symmetric-Mach-Zehnder-type semiconductor regenerator", Photonics Technology Letters, 13, (5), pp.469-471, (2001).

- [104] Valentine G.J., Kem A.J., Birkin D.J.L., Burns D., Balembois F., Georges P., Bernas H., Aron A., Aka G., Sibbett W., Brun A., Dawson M.D., Bente E., "Femtosecond Yb:YCOB laser pumped by narrow-stripe laser diode and passively modelocked using ion implanted saturable-absorber mirror", *Electronics Letters*, 36, (19), pp.1621-1623, (2000).
- [105] Varshni Y.P., "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors", *Physica*, 34, pp.149-154, (1967).
- [106] Vurgaftman I., Meyer J.R., "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys", *Applied Physics Review*, 89, (11), pp.5815-5875, (2001).
- [107] Waiyapote S., Mezentsev V.K., Turitsyn S.K., "Optical regeneration of 40 Gb/s transmission over SMF using periodic bandwidth management of DM solitons", *ECOC'2002*, P3-14, (Copenhagen 8-12 Sept. 2002).
- [108] Waiyapote S., Turitsyn S.K., Fedoruk M.P., Rousset A., Leclerc O., "Optical 2R regeneration at 40 Gbit/s using saturable absorber in long-haul dispersion-managed fiber links", *Optics Communications*, 232, pp.145-149, (2004).
- [109] Wang C.-C., Cowle G.J., "Optical gain control of erbium-doped fiber amplifiers with a saturable absorber", *Photonics Technology Letters*, 12, (5), pp. 483, (2000).
- [110] Wintner E., Ippen E.P., "Nonlinear carrier dynamics in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ compounds", *Applied Physics Letters*, 44, (10), pp.999-1001, (1984).
- [111] Yakovlev D.R., Ivchenko E.L., Kochereshko V.P., Platonov A.V., Zaitsev S.V., Maksimov A.A., Tartakovskii I.I., Ossau W., Keim M., Waag A., Landwehr V.D., "Orientation of chemical bonds at type-II heterointerfaces probed by polarized optical spectroscopy", *Physical Review B*, 61, (4), pp.2421-2424, (2000).
- [112] Yu J., Jeppesen P., "Simultaneous all-optical demultiplexing and regeneration of channel from 40Gbit/s OTDM signals based on SPM and XPM in dispersion-shifted fiber", *Electronics Letters*, 36, (21), pp.1798-1800, (2000).
- [113] Zhang D.H., Shi W., Zhang P.H., Yoon S.F., Shi X., "Effect of Be doping on the absorption of InGaAs/AlGaAs strained quantum-well infrared photodetectors grown by molecular-beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, 74, (11), pp. 1570-1572, (1999).
- [114] Zhao M., De Merlier J., Morthier G., Baets R., "All-optical 2R regeneration based on polarization rotation in a linear optical amplifier", *Photonics Technology Letters*, 15, (2), pp.305-307, (2003).
- [115] Zielinski E., Schweizer H., Streubel K., Eisele H., Weinmann G., "Excitonic transitions and exciton damping processes in InGaAs/InP", *Journal of Applied Physics*, 59, (6), pp.2196-2204, (1986).

Livres

- [116] Agrawal G.P., Dutta N.K., "Semiconductor lasers".
- [117] Agrawal G.P., "Nonlinear Fiber Optics".
- [118] Chemla D.S., Miller D.A.B., Schmitt-Rink S., "Nonlinear optical properties of multiple quantum wells", chapitre dans Hartmut Haug 1988 "Optical nonlinearities and instabilities in semiconductors".
- [119] Joindot M. et I., "Les télécommunications par fibre optique "
- [120] Yariv A., "Optical electronics".

Thèses de doctorat

- [121] Thèse de doctorat d'Alexandre Marceaux, "Absorbant saturable ultra-rapide à base de multipuits quantiques InGaAs/InP dopés Fer pour la régénération optique à 1.55 μm ".
- [122] Thèse de doctorat d'Houtaï Choumane, "Etude de dispositifs tout-optiques à absorbants saturables ultra-rapides pour application aux transmissions optiques à très haut débit".

Séminaires et sites Web :

- [123] Séminaire d'Olivier Leclerc à l'ENSSAT en janvier 2003
- [124] Séminaire de Bruno Thédrez à l'ENSSAT en octobre 2002
- [125] <http://www.telegeography.com>
- [126] <http://www.rd.francetelecom.fr> (fiches techniques)
- [127] <http://www.bibsciences.org>
- [128] <http://www.telecom.gouv.fr>
- [129] http://www.telecom.gouv.fr/rnrt/projets/res_01_40.htm
- [130] <http://www.eudil.fr/eudil/bbsc/constante.html> (paramètres matériaux)
- [131] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Nano/Semicond/InP/index.html> (paramètres matériaux)

ANNEXE A

ECHANTILLON 1642/MQW REFERENCE (Fiche INSA de Rennes)

SUBSTRAT

Producteur :Inpact	Référence lingot	:3566W9
Nature :InP	Orientation	:(1 0 0)
Type :SI	Dopant	:Fe
Dimension de la plaque :1/12" de 3"		

Nature	Fours	Vitesse MC/s	Epaisseur Å	Temps	Répétition
InP	In ₁ +In ₂	1.371	>7000	≅30'	
GaInAsP	Ga+In ₂	1.307	1139	297"	
InP	In ₁ +In ₂	1.371	1225	305"	
GaInAs	Ga+In ₂	1	85	29"	*42
InP	In ₂	0.532	100	64"	*42
GaInAsP	Ga+In ₂	1.307	25	6.5"	*10
InP	In ₁ +In ₂	1.371	25	6.2"	*10

Photoluminescence :MQW 785 meV(1578 nm) ; $\delta E = 13 \text{ meV}$; SL=910 meV (1.36 μm)

ANNEXE B

ECHANTILLON 1643 / MQW :[Fe]= 10^{17}cm^{-3} (Fiche INSA deRennes)

SUBSTRAT

Producteur :Inpact	Référence lingot	:3566W9
Nature :InP	Orientation	:(1 0 0)
Type :SI	Dopant	:Fe
Dimension de la plaque :1/16" de 3"		

Nature	Fours	Vitesse MC/s	Epaisseur Å	Temps	Répétition
InP	In ₁ +In ₂	1.371	>7000	≅30'	
GaInAsP	Ga+In ₂	1.307	1139	297"	
InP	In ₁ +In ₂	1.371	1225	305"	
GaInAs :Fe	Ga+In ₂ +Fe	1	85	29"	*42
InP :Fe	In ₂ +Fe	0.532	100	64"	*42
GaInAsP :Fe	Ga+In ₂ +Fe	1.307	25	6.5"	*10
InP	In ₁ +In ₂	1.371	25	6.2"	*10

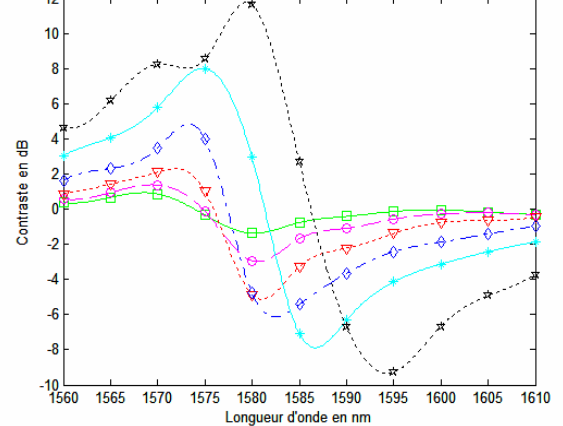
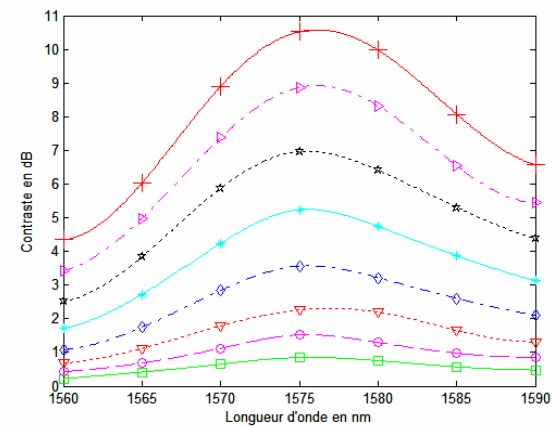
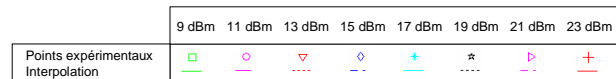
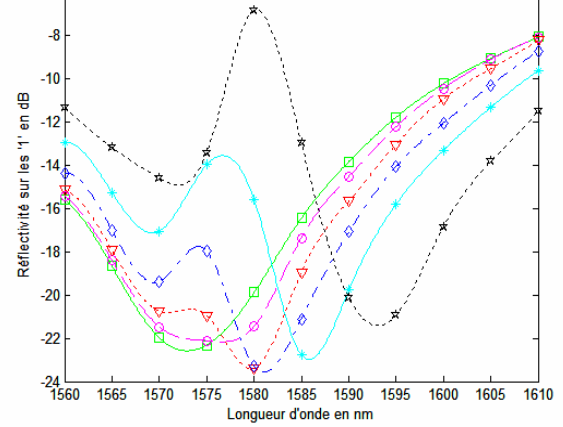
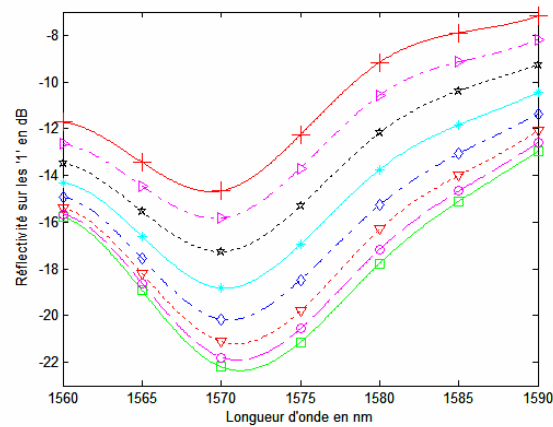
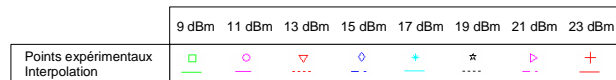
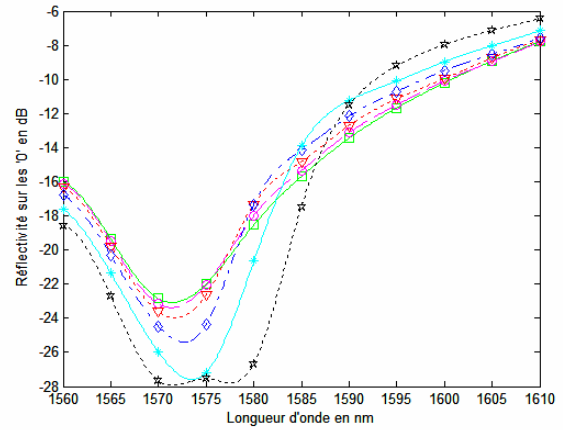
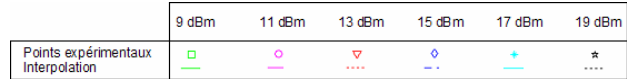
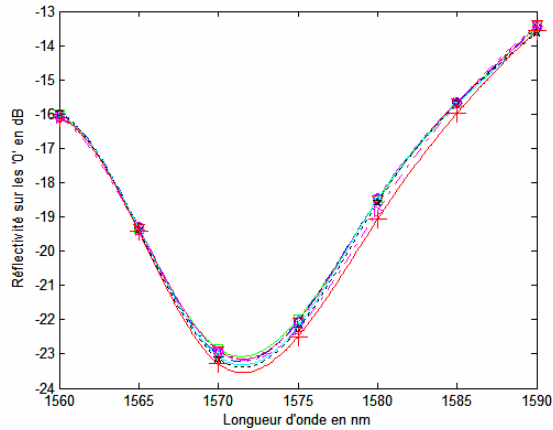
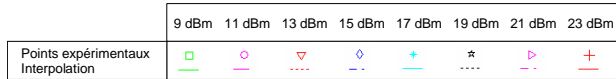
Photoluminescence : ε.rapport≅120 par rapport au 1642⇒8 ps si τ=1000 ps au départ

ANNEXE C

Spectres en 2D du chapitre 5

Sans chauffage

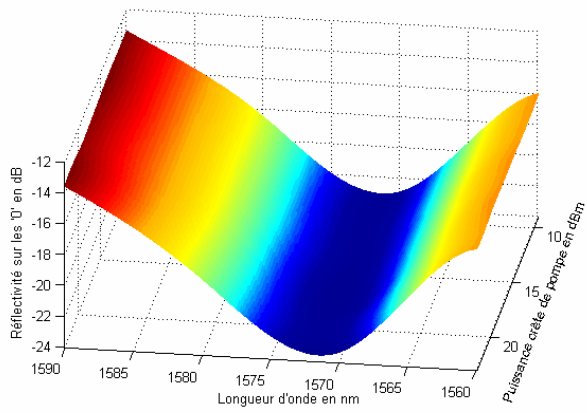
Avec chauffage



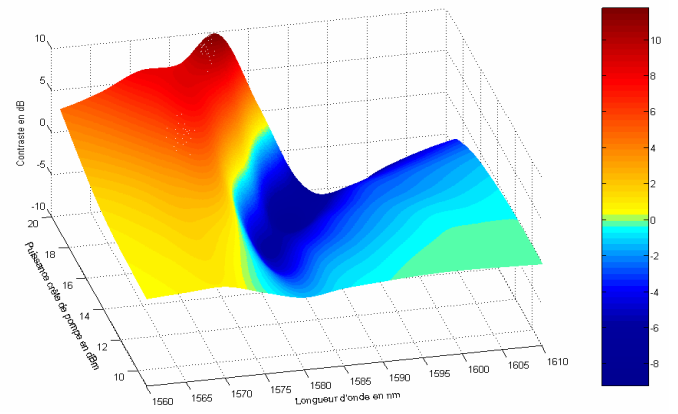
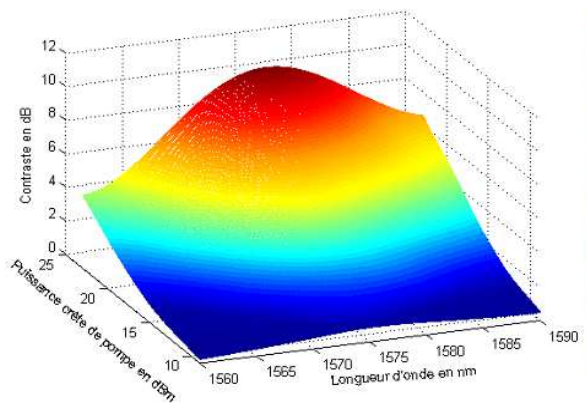
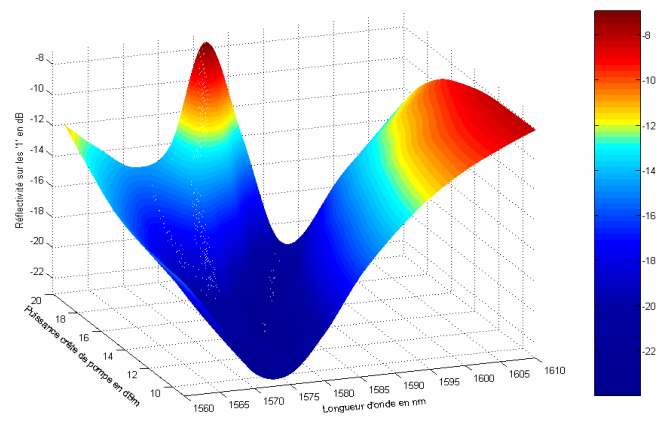
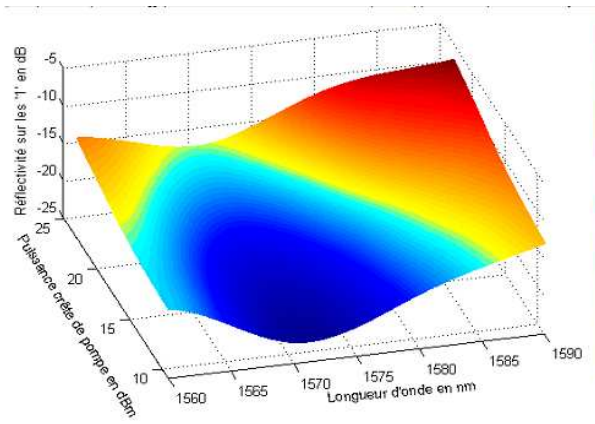
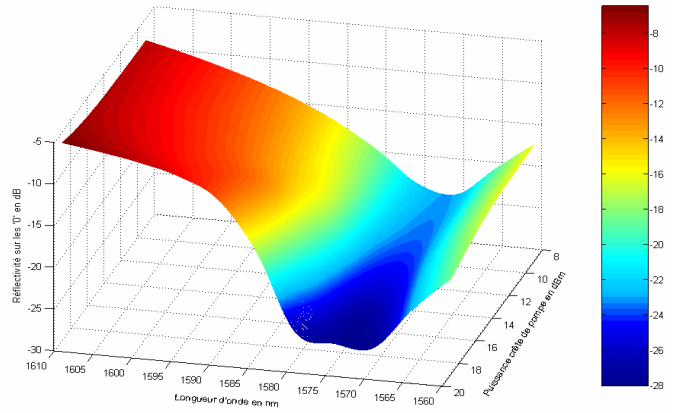
ANNEXE D

Spectres en 3D du chapitre 5

Sans chauffage

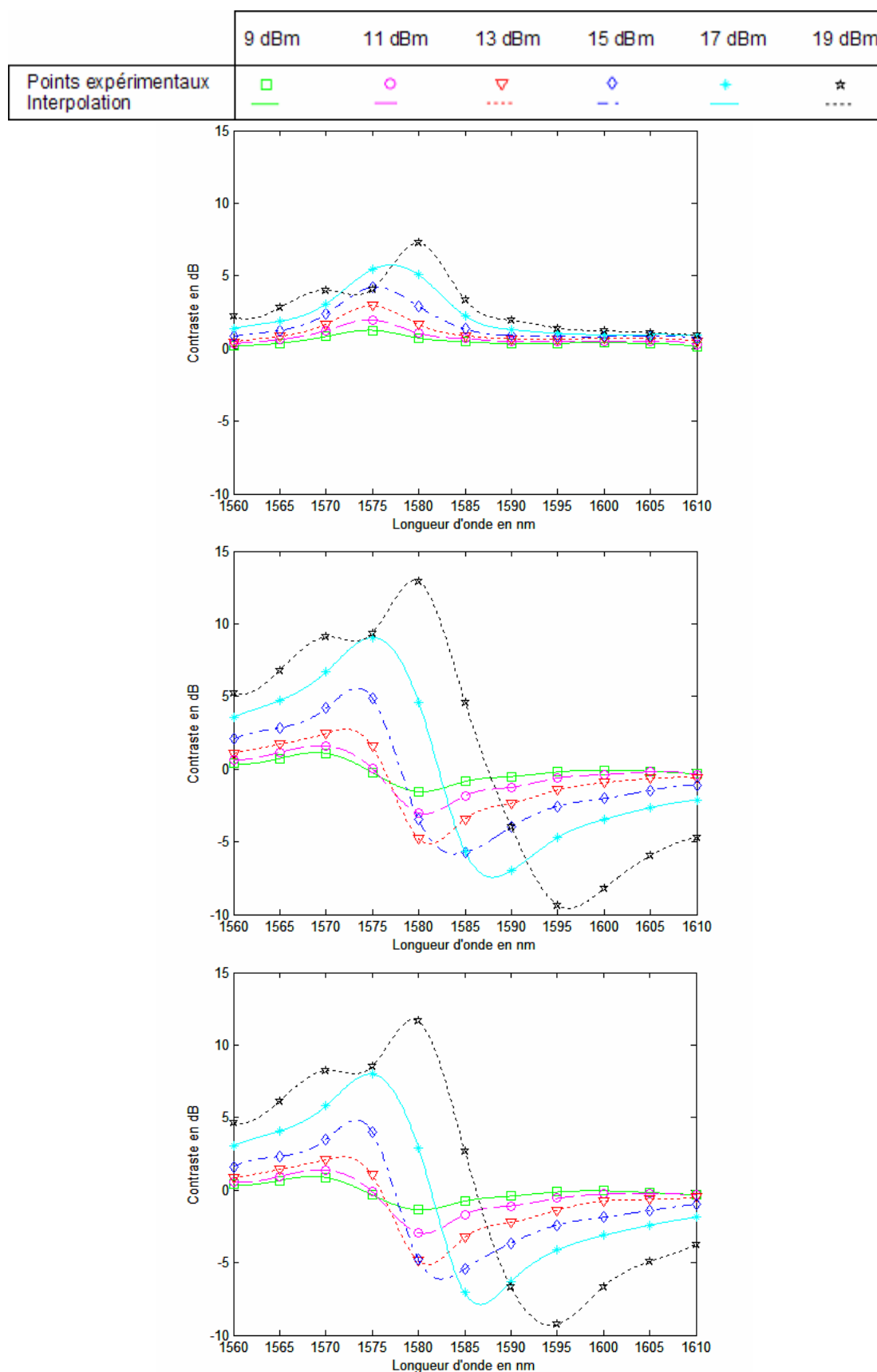


Avec chauffage



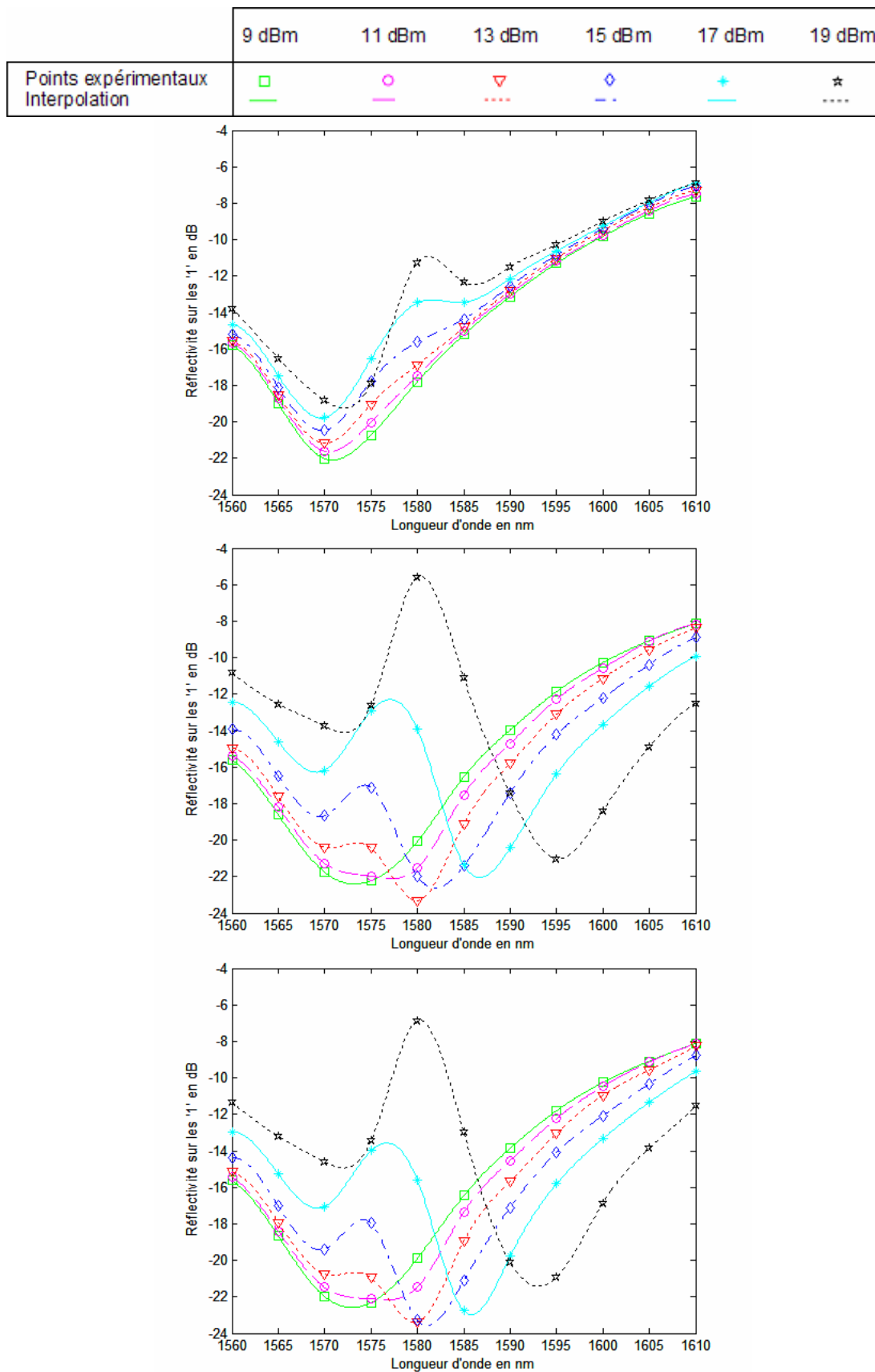
ANNEXE E

Spectres de contraste du signal de sonde au début, au milieu et à la fin d'une impulsion de 2 μ s du signal de pompe



ANNEXE F

Spectres de réflectivité du signal de sonde au début, au milieu et à la fin de la réponse du signal de sonde à une impulsion de 2 μ s du signal de pompe



Communications dans des conférences

- Le Cren E., Simon J-C., Loualiche S., Marceaux A., "Effet de la cadence de répétition sur les performances d'un absorbant saturable en microcavité pour la régénération 2R", JNOG'2002, (Dijon 2002). Ginovart F., Le Cren E., Simon J-C., "Modélisation de la réponse temporelle d'un miroir non-linéaire pour la régénération 2R", JNOG'2002, (Dijon 2002).
- Ginovart F., Simon J-C., Le Cren E., Valiente I., "Réponse temporelle du gain des amplificateurs optiques à semiconducteurs", JNOG'2000, papier A8, (Toulouse 2000).
- Boiko D.L., Le Cren E., Besnard P., G.M. Stéphan, "Non-degenerate relaxation oscillation frequencies of VCSELs due to nonlinear polarization-mode coupling", Europhysics Conference Abstracts (European Physical Society), vol. 24, H, pp.28, (2000).

Publications

- Ginovart F., Le Cren E., Simon J-C., "2R regeneration study in a microcavity with saturable absorber", Optics Communications, 229, (1-6), pp.413-417, (2004).
- Simon J-C., Bramerie L., Ginovart F., Roncin V., Gay M., Fève S., Le Cren E., Charès M-L., "All optical regeneration techniques", Annales des Télécommunications, 58, (11-12), pp.1859-1875, (2003).
- Boiko D.L., Le Cren E., Besnard P., Stephan G.M., "Spectrum of vertical-cavity surface-emitting lasers: linewidth properties and non-degeneracy of relaxation oscillation frequencies", Journal of Optics B : Quantum & Semiclassical Optics, 3, (2), pp. S166-S172, (2001).

VU :
Le Directeur de thèse

VU :
Le Responsable de l'École Doctorale

Jean-Claude SIMON

Jean-Yves SAILLARD

VU pour autorisation de soutenance :
D'UR/2004/ENSSAT/ n°
Le Président de l'Université de Rennes 1

Bertrand FORTIN

VU après soutenance pour autorisation de publication :
Le Président du Jury

Résumé :

Dans ce document, nous présentons une étude des caractéristiques d'absorbants saturables à multi-puits quantiques dopés au fer dans le cadre d'une régénération 2R tout optique de signaux à hauts débits. Après avoir situé le domaine d'application et rappelé les propriétés non-linéaires du matériau qui permettent l'utilisation de ces structures en tant que régénérateurs pour les télécommunications optiques. Nous exposons les méthodes de caractérisation et les résultats expérimentaux concernant ce composant, en s'intéressant plus particulièrement à des absorbants saturables insérés en cavité Fabry-Perot. Puis, nous étudions l'évolution des propriétés (longueur d'onde, contraste, temps de réponse et puissance optique de seuil des effets non-linéaires) en fonction de la polarisation du signal incident et de la température. Enfin, nous proposons les résultats préliminaires des performances de ce composant en configuration système à 10Gbit/s dans une boucle à recirculation de 91 kilomètres.

Summary :

In this document, we present a study of Fe-doped multi-quantum well saturable absorber characteristics for high-bit-rate signal all-optical 2R regeneration. We discuss nonlinear properties which allow the use of such a device as a regenerator as well as applications in optical telecommunications. Then, we propose experimental methods and results relating to Fabry-Perot cavity saturable absorber characteristics. We also study the changes in the properties of the device (contrast, wavelength, response time and threshold power of nonlinear effects) with respect to temperature and incident signal polarization. Finally, we propose the first results of the performance of this component at a transmission bit rate of 10Gbit/s in an 91 kilometre recirculation loop.